ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
141

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Philippe TARDY-JOUBERT

PREMIÈRE THÈSE

Étude du rayonnement autour d'un accélérateur de haute énergie. Production et diffusion des neutrons de cascade

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 mars 1966 devant la Commission d'examen

MM. LAGARRIGUE — Président

FALK VAIRANT, CRUSSARD — Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
141

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Philippe TARDY-JOUBERT

PREMIÈRE THÈSE

Étude du rayonnement autour d'un accélérateur de haute énergie. Production et diffusion des neutrons de cascade

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 mars 1966 devant la Commission d'examen

MM. LAGARRIGUE — Président

FALK VAIRANT, CRUSSARD — Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen.... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith.& Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo
	MATHIEU J.P.	T. Physique optique
	COUTEAUX	T. Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides 1
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho-physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des molécules complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général.... R. POULAIN

Avant de présenter les résultats de mon travail, je tiens à exprimer mes remerciements et ma gratitude à tous ceux qui m'ont aidé dans la préparation de ce travail au cours des cinq années que j'ai passées à assurer la radioprotection de Saturne.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur LAGARRIGUE qui a bien voulu patronner mon travail, et Monsieur CRUSSARD qui a accepté de me diriger et m'a aidé de ses nombreux conseils en me faisant profiter de sa grande expérience des rayonnements cosmiques et de la physique des hautes énergies.

Je remercie également Monsieur JOFFRE, Chef du Service de Protection contre les Radiations du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, dont les conseils m'ont aidé à résoudre les problèmes de dosimétrie et de détection des rayonnements nucléaires. Je suis également reconnaissant à Monsieur MAILLET, Directeur du Groupement d'Etudes du Synchrotron National, et Monsieur LEVY-MANDEL, Chef du Département Saturne, qui m'ont associé à leurs études et m'ont permis de réaliser dans de bonnes conditions de nombreuses expérimentations auprès de Saturne.

J'ai eu, depuis 1964, la chance de travailler en équipe sur les problèmes de calcul de protection du projet de Synchrotron National, exposés en particulier dans le chapitre VI, avec B. de SEREVILLE, et je le remercie de son aide et des nombreuses discussions intéressantes et fructueuses que nous avons pu avoir sur ce sujet.

J'ai trouvé auprès de mes collaborateurs du Groupe de Radioprotection de Saturne et particulièrement de H. QUECHON une aide très efficace, je leur adresse des remerciements collectifs pour leur participation à la préparation du matériel expérimental et au dépouillement des résultats.

Je remercie également Madame DESMARETZ qui m'a toujours aidé avec beaucoup de dévouement dans mes recherches bibliographiques.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 7

CHAPITRE I - RAPPELS SUR LE RAYONNEMENT COSMIQUE 9

CHAPITRE II - ETUDE EXPERIMENTALE DU SPECTRE DE NEUTRONS A L'EQUILIBRE DE LA CASCADE 13

2.1 - Dispositif expérimental 13

2.2 - Détecteurs à activation utilisés 15

2.3 - Interprétation des résultats - le spectre observé à Saturne 17

CHAPITRE III - DOSE CORRESPONDANT AU SPECTRE DE NEUTRONS OBSERVE 21

3.1 - Dose absorbée dans les tissus en fonction de l'énergie pour un flux unité 21

3.2 - Dose calculée pour le spectre à l'équilibre 24

3.3 - Mesure directe de la dose absorbée 25

CHAPITRE IV - PROPAGATION DE LA CASCADE 29

4.1 - Détecteur significatif 29

4.2 - Facteur de multiplication apparente ramené à l'entrée du bloc d'arrêt 29

4.3 - Description du phénomène par l'introduction d'une source fictive de neutrons secondaires 32

4.4 - Atténuation des particules émises par la source fictive 34

CHAPITRE V - DIFFUSION DES NEUTRONS DANS L'AIR AUTOUR D'UN ACCELERATEUR.. 37

5.1 - Variation des flux de neutrons rapides et de leur énergie moyenne avec la distance à Saturne, jusqu'à 700 mètres..... 37

5.2 - Interprétation des résultats..... 39

5.2.1 - Augmentation de l'énergie moyenne avec la distance 39

5.2.2 - Recherche des paramètres de l'équation de diffusion 40

5.3 - Efficacité globale de la protection en place autour de Saturne 47

5.4 - Conclusion pour la diffusion des neutrons autour d'une machine présentant une protection homogène 48

Pages

CHAPITRE VI - APPLICATION AU CALCUL DE LA PROTECTION DU METRE COURANT DE TUNNEL D'UN SYNCHROTRON A PROTONS 49

6.1 - Normes de base de radioprotection 49

6.2 - Flux maximal admissible des propagateurs de cascade 50

6.3 - Répartition des pertes de protons dans un Synchrotron 52

6.4 - Libres parcours moyens d'atténuation 52

6.5 - Intensité de la source fictive - extrapolation à des énergies plus élevées 52

6.6 - Méthode de calcul - intégrale de SIEVERT 53

6.7 - Application à un Synchrotron à protons de 15 GeV 55

CHAPITRE VII - CONCLUSIONS 57

INTRODUCTION

Auprès d'un accélérateur de haute énergie le principal problème de protection est posé par les neutrons rapides et relativistes créés au cours du développement de la cascade nucléaire induite par les protons interagissant avec les matériaux constituant l'accélérateur ou les écrans de protection.

Les normes fondamentales de radioprotection fixent, de façon générale, les niveaux supérieurs de dose auxquels peuvent être exposés les travailleurs ou le public au voisinage des installations. L'étude expérimentale effectuée avait pour but de préciser la forme du spectre des neutrons à l'équilibre de la cascade. Il a été possible d'en déduire, à partir de la relation donnant en fonction de l'énergie des neutrons la dose pour un flux unité, la contribution de chaque bande d'énergie à la dose totale calculée pour l'ensemble du spectre. Ce calcul de la dose a lui-même fait l'objet de vérifications expérimentales au moyen de chambres d'ionisation équivalentes au tissu. Ce travail a permis de faire correspondre la dose aux flux de neutrons d'énergie supérieure à 200 MeV, accompagnés des secondaires et considérés comme les propagateurs de la cascade. Les normes générales sont ainsi adaptées au cas particulier d'un accélérateur de haute énergie.

La propagation des neutrons de cascade a été ensuite étudiée dans les matériaux de protection puis dans l'air au voisinage de la source en vue de déterminer les épaisseurs des écrans à mettre en place autour de l'anneau du Synchrotron pour satisfaire à la fois aux normes relatives aux travailleurs exposés et au public.

Les mésons μ ont été volontairement exclus de ce travail : la protection en place autour de Saturne pour les particules de cascade suffit à les arrêter complètement. A plus haute énergie il faudra en tenir compte et les considérer au même titre que les neutrons qui sont étudiés ici.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546821_0041

CHAPITRE I

RAPPELS SUR LE RAYONNEMENT COSMIQUE

Les accélérateurs de haute énergie, de protons surtout, sont souvent présentés comme des générateurs artificiels de rayonnement cosmique permettant d'atteindre des énergies élevées quoique moindres que celles d'une partie des protons que l'on peut rencontrer dans la haute atmosphère ; ils permettent d'obtenir des flux importants nécessaires à l'étude des phénomènes statistiques. C'est donc vers les connaissances acquises sur les rayonnements cosmiques que nous nous tournerons pour y rechercher des enseignements, faire des prévisions et trouver des hypothèses de travail sur les rayonnements secondaires et leur propagation dans le cas des accélérateurs. Nous avons nous-mêmes cherché à vérifier expérimentalement ces hypothèses et à mettre en évidence les similitudes.

Dans les noyaux lourds des écrans, une particule de haute énergie peut entrer en collision avec un ou plusieurs nucléons du noyau et donner ainsi naissance à des particules secondaires : principalement des nucléons, auxquels s'ajoutent des mésons dans le cas d'une collision radiative. Ces particules secondaires, si leur énergie est suffisante, éjecteront elles-mêmes de nouveaux nucléons au cours d'interactions successives. C'est là le phénomène de cascade nucléaire.

Les noyaux formés, après le départ des nucléons de cascade proprement dite, sont généralement dans un état excité et sont eux-mêmes susceptibles de réémettre des nucléons ou fragments de plus basse énergie dits particules d'évaporation.

L'étude expérimentale du spectre des neutrons cosmiques dans l'atmosphère a été faite, entre autres, par une équipe de physiciens de Berkeley (1) qui utilisaient des compteurs ou des chambres d'ionisation à fission. Les particules chargées étaient éliminées au moyen d'une couronne de compteurs Geiger Muller montés en anticoïncidence. Le spectre différentiel obtenu est représenté figure Ia. Cette même équipe a montré que ce spectre se conserve pendant le traversée de l'atmosphère, une fois l'équilibre obtenu, et que l'atténuation de l'ensemble des particules est alors commandée par les plus énergiques, pratiquement d'énergie supérieure à 200 MeV, dont la section efficace d'interaction est minimale (2) et que nous appelerons les propagateurs de cascade. Les auteurs notent que ce spectre est bien représenté par une fonction de la forme $E^{-1,4}$ de 1 à 800 MeV.

COCCONI (3) a étudié la production des neutrons dans 10 cm de plomb en fonction de la profondeur dans l'eau dans le lac Ithaca jusqu'à 60 m de profondeur. Il a observé que le nombre moyen de neutrons produits par interaction ne varie pas sensiblement quand la profondeur augmente : ceci tend également à prouver que le spectre se conserve.

Si l'équilibre de la cascade est atteint, le spectre des neutrons présents se confond avec le spectre des neutrons produits dans une épaisseur élémentaire. Ce spectre de production a pu être obtenu dans des émulsions nucléaires pour des protons, et on peut assimiler le spectre de production des neutrons à celui des protons.

En se servant des résultats expérimentaux obtenus avec des émulsions nucléaires, B. ROSSI (4) a calculé le spectre de neutrons (figure 1b) créés par les cosmiques dans l'air et a trouvé un spectre différentiel en $(50 + E)^{-2}$ de 30 MeV à 1 GeV, avec E en MeV. Au-delà de 1 GeV les sections efficaces d'atténuation étant constantes (2), la forme du spectre se confond avec celle de la multiplicité des particules de cascade, égale au nombre moyen de particules créées au cours d'une interaction qui est une fonction de l'énergie des secondaires de la forme $E^{-2,5}$ (5).

Il est plus difficile d'atteindre le spectre des protons présents à l'équilibre de la cascade, les protons ne perdant pas seulement leur énergie par interactions nucléaires, mais aussi par ionisation. En tenant compte de la perte d'énergie par ionisation, il est possible de calculer à partir du spectre de production le spectre des protons présents. Ce calcul a également été fait par B. ROSSI.

Il faut cependant noter que B. ROSSI a obtenu par cette méthode, pour le rapport neutrons/ protons, des résultats assez différents de ceux obtenus simplement à partir de résultats expérimentaux qui permettent de déterminer le rapport des étoiles créées par des particules non ionisantes ou par des protons. A partir de ces valeurs, G. PUPPI et L.N. DALLAPORTA ont proposé, en fonction de l'énergie, la forme suivante pour le rapport du nombre de protons au nombre de neutrons (6) :

$$\frac{P}{N} = \frac{E^2 - (Mc^2)^2}{E^2}$$

E étant l'énergie totale du nucléon et Mc^2 son énergie au repos ; on en déduit plus simplement :

$$\frac{P}{N} = \beta^2$$

A partir du spectre de neutrons indiqué par ROSSI et du rapport P/N ci-dessus, nous avons également pu tracer sur la même figure le spectre des protons en vue de le comparer à celui des neutrons (figure 1c).

Les spectres des neutrons mesurés et calculés (figure 1) sont très voisins.

Nous avons cherché à comparer expérimentalement à ce spectre de la cascade induite dans l'air par le rayonnement cosmique, celui provoqué dans du béton lourd au fer par le faisceau de protons de 3 GeV de l'accélérateur Saturne du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

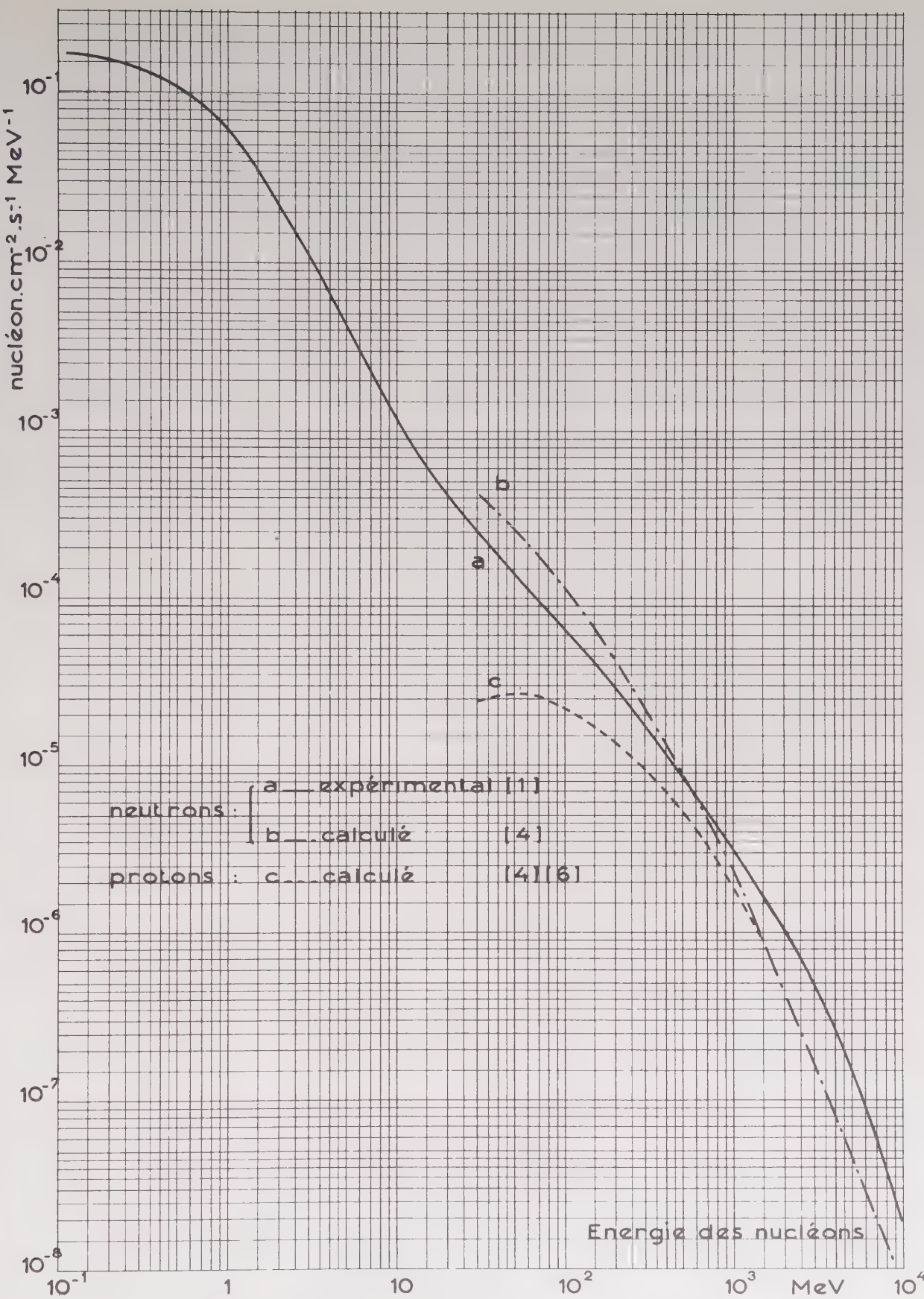

Figure 1 : Spectres différentiels des nucléons à l'équilibre de la cascade dans l'air.

CHAPITRE II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE DE NEUTRONS A L'ÉQUILIBRE DE LA CASCADE

2.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Plusieurs expériences ont été réalisées en 1964 et 1965 dans le faisceau extrait de l'accélérateur Saturne fonctionnant à 3 GeV.

La figure 2 représente la zone du faisceau extrait au cours de l'expérience. Le faisceau est arrêté par un bloc de béton lourd de masse spécifique 4,8 g/cm^3, de profondeur utile 2,10 m, de hauteur 3 m, de largeur 1,8 m et permettant une exploration latérale jusqu'à 1,50 m. La composition pondérale du béton est donnée tableau 1 (7).

Tableau 1

Composition élémentaire du béton barytine + fer

Elément	masse atomique	concentration pondérale %
H	1	0,4
O	16	14,8
Al	27	0,16
Si	28	1,74
S	32	4,03
Ca	40	2
Mn	55	0,07
Fe	56	57,50
Ba	137	17,2
Eléments non dosés		2,1

Le bloc est formé de tranches d'épaisseur 30 cm séparées par des intervalles de 5 cm dans lesquels sont introduits les détecteurs, qui sont tous placés dans le plan horizontal contenant le faisceau, à 1,50 m du sol.

Le faisceau est, pour les expériences habituelles de physique, focalisé par le triplet de quadrupôles Corvette, et l'image est formée sur une cible à l'entrée de l'aimant d'analyse Surcouf.

Nous avons fonctionné en enlevant la cible, sans déviation dans l'aimant Surcouf ; en diminuant les courants dans les quadrupôles de focalisation, nous avons pu donner au faisceau des dimensions raisonnables à l'entrée du bloc d'arrêt.

D'une expérience à l'autre, la surface du faisceau a varié entre 20 cm^2 et 200 cm^2, mais nous n'avons pas observé de variation de la forme des isodoses à l'intérieur du bloc, et l'expérience a montré que les dimensions du faisceau avaient une importance secondaire pour cette étude. Les résultats qui sont présentés dans ce rapport correspondent aux dernières expériences effectuées avec un faisceau de 20 cm^2 de section.

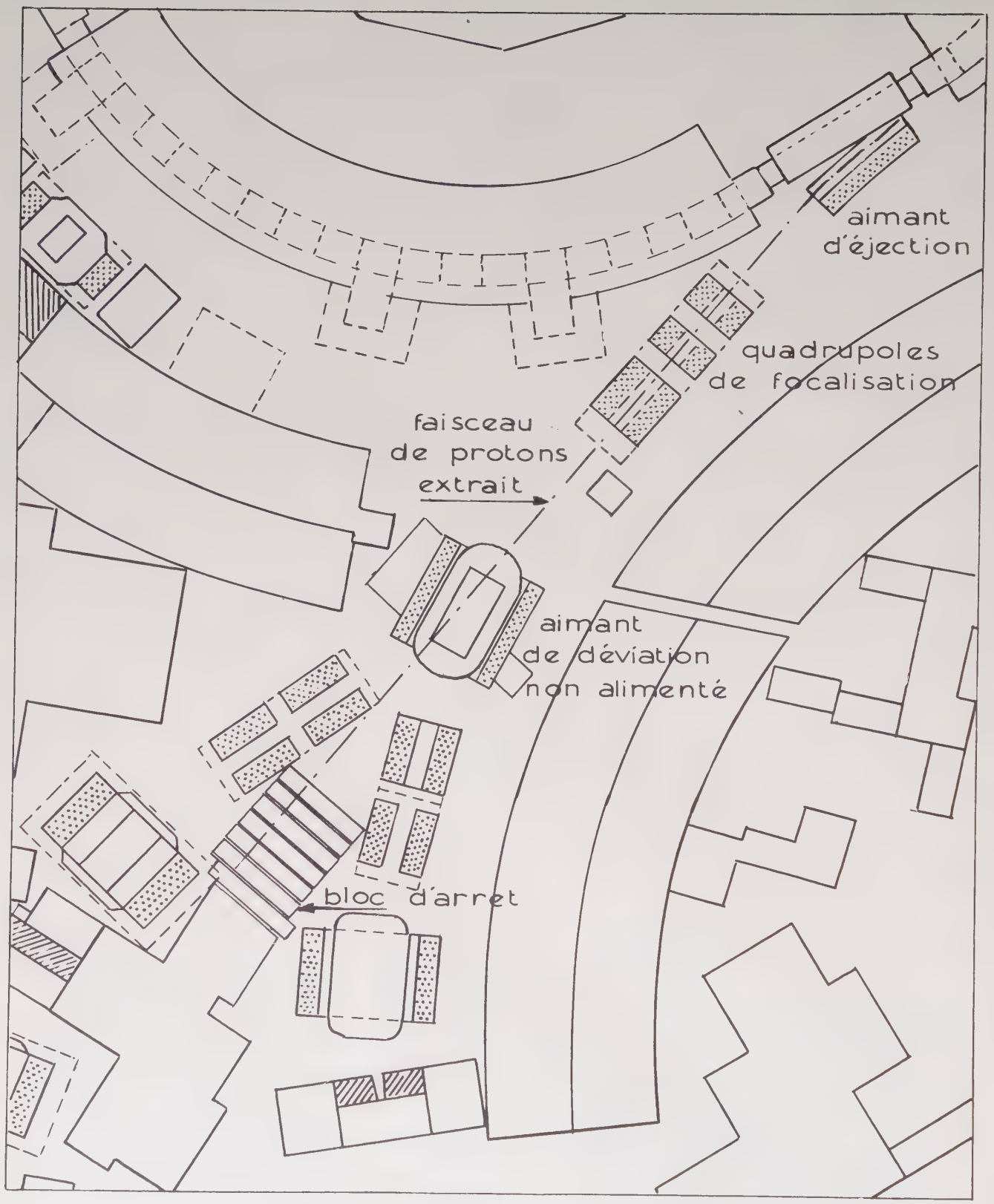

Figure 2 : Implantation de l'expérience.

L'intensité totale du faisceau a été mesurée à l'aide d'une mosaïque composée de carrés de 3 cm de côté en graphite nucléaire, et placée à l'entrée du bloc. La réaction utilisée est :

$$^{12}C\,(p,\,pn)\,^{11}C$$

qui a une section efficace égale à 27 mb pour les protons de 3 GeV (8).

Nous avons vérifié que le rayonnement rétrodiffusé et les particules secondaires ne faussaient pas la mesure du flux incident faite sur la face d'entrée du bloc en comparant les flux obtenus par deux mosaïques placées l'une à l'entrée, l'autre 6 m en avant du bloc d'arrêt.

2.2 - DETECTEURS A ACTIVATION UTILISES

Toutes les mesures de flux et les études de spectrométrie ont été faites au moyen de détecteurs à activation. Nous avons, au cours d'une même irradiation, placé jusqu'à 100 détecteurs complets, ce qui correspond à 300 pastilles de carbone, aluminium et soufre.

Les caractéristiques des détecteurs retenus sont résumées dans le tableau 2 page 16. Les réactions utilisées, dont les sections efficaces sont indiquées figure 3, y ont été soulignées. Les réactions possibles conduisant à des radioéléments différents de ceux recherchés n'ont pas été mentionnées : soit qu'elles intéressent des composants isotopiques en faible proportion, soit qu'elles s'éliminent aisément par leur période ou par spectrométrie γ. Nous avons fait figurer les réactions concurrentes qui aboutissent au radionuclide formé dans la réaction principale : impossibles à éliminer, on a pu cependant ne pas en tenir compte car elles sont produites sur des isotopes en faible abondance ou par des composantes négligeables du rayonnement complexe étudié.

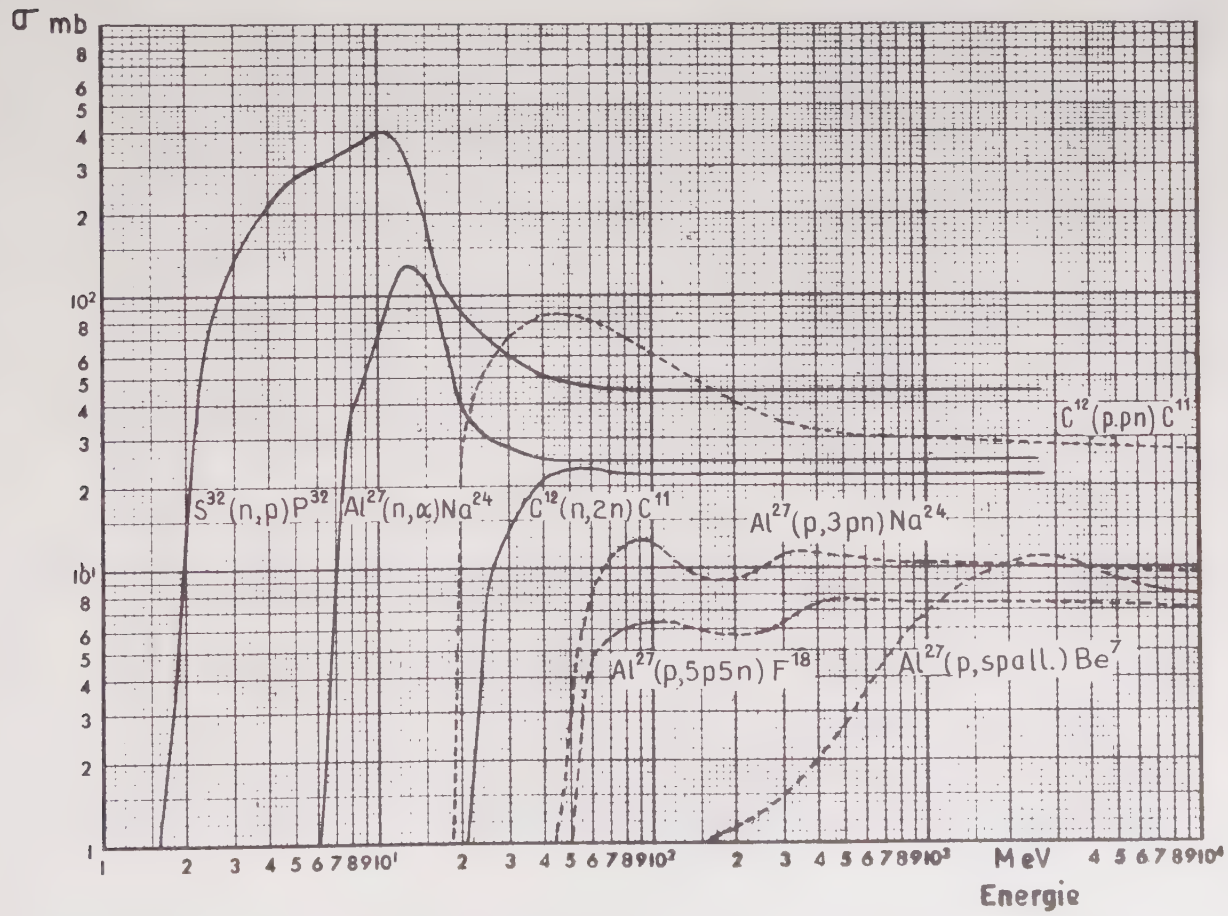

Figure 3 : Fonctions d'excitation des réactions utilisées.

Ainsi le détecteur de graphite nucléaire facilement utilisable auprès d'un accélérateur de protons, conduit à des résultats très difficilement exploitables auprès d'un accélérateur d'électrons du fait de la réaction $^{12}C(\gamma,n)^{11}C$ qui présente une résonance géante. Des essais effectués auprès de l'accélérateur linéaire d'Orsay à l'intérieur des protections ont montré que le rapport des taux de comptage obtenus avec un détecteur nu et sous écran de plomb correspondait à l'atténuation dans cet écran, des photons de cascade électromagnétique.

Tableau 2

Détecteur	Isotope et abondance	Réaction	Réf. section efficace	Seuil MeV	Radio-nuclide formé	Période	Mode de comptage
Soufre en fleur CODEX - impuretés 0,3 %- moulé sous pression	S^{32} (95 %)	n,p	9-10	1,6	P^{32}	14,3 j	β^- 1,7 (100)
	S^{33} (0,76 %)	n,pn p,2p γ,p			P^{32}		
	S^{34} (4,22 %)	n,p2n p,2pn γ,pn			P^{32}		
Aluminium pureté 99,995 %	Al^{27} (100 %)	n,α p,3pn	8-9-10 8	6 40	Na^{24}	15 h	β^- 1,35 (100) γ 1,37 (100) 2,76 (100)
	Al^{27} (100 %)	n,4p6n p,5p5n	8-10 8	50	F^{18}	112 mn	β^+ 0,64 (97)
	Al^{27} (100 %)	n,spall. p,spall.	8	200	Be^7	53,5 j	γ 0,48 (12)
Graphite pureté nucléaire	C^{12} (98,9 %)	n,2n p,pn γ,n	11-12-13 14-15-16 8	20 18	C^{11}	20,4 mn	β^+ 0,97 (100)
	C^{13} (1,1 %)	n,3n p,2np γ,2n			C^{11}		

Le détecteur étant mince devant le libre parcours moyen d'interaction des protons ou neutrons, l'activité spécifique à l'instant t après la fin de l'irradiation de durée T est donnée par la relation simple :

$$\alpha(T,t) = N_o (1 - e^{-\lambda T})\ e^{-\lambda t} \int_o^\infty \sigma(E).\varphi(E)dE$$

où $\alpha(T,t)$ est l'activité spécifique en désintégrations par seconde et par gramme

N_o nombre de noyaux de l'isotope utilisé par gramme

$\sigma(E)$ la section efficace de la réaction à l'énergie E, en cm^2

λ la constante radioactive du produit créé en $seconde^{-1}$

$\varphi(E)$ le flux différentiel en particules par cm^2 par seconde et par MeV à l'énergie E.

Pour simplifier au maximum les opérations de comptage, tous les détecteurs se présentaient sous forme de pastilles de 50 mm de diamètre et d'épaisseur 5 mm pour les disques de graphite et de soufre, et 1,5 mm pour les disques d'aluminium.

Les émetteurs β^- étaient comptés au moyen d'un ensemble à faible mouvement propre, composé d'un compteur Geiger (type CC 50) à circulation d'hélium, d'un préamplificateur suivi d'un circuit de mise en forme à partir duquel les impulsions étaient comptées sur une échelle de type classique.

Le compteur dont le mouvement propre est de 40 impulsions par minute sous 5 cm de plomb est placé à l'intérieur d'une protection de 1 cm de bismuth très pur, autour de laquelle se trouve une couronne de protection anticosmique de 28 compteurs Geiger 10 C8, montés en parallèle et en anticoïncidence avec le compteur de mesure. L'ensemble est enfin placé à l'intérieur d'une protection en fer de 20 cm d'épaisseur ; ainsi le bruit de fond peut être ramené à moins de 2 impulsions par minute.

L'étude complète de cet ensemble de mesure a été faite par J. LAMBERIEUX (17) qui a, en particulier, déterminé le facteur de géométrie du compteur pour les sources étendues, permettant ainsi le passage du taux de comptage C à l'activité spécifique α au moyen de la relation :

$$\alpha = \frac{\mu C}{S\ G\ R\ (1-e^{-\mu x})}$$

dans laquelle :

μ est le coefficient d'autoabsorption en $cm^2.g^{-1}$

R le coefficient de rétrodiffusion

x l'épaisseur de l'échantillon en $g.cm^{-2}$

S sa surface en cm^2

et G le rendement purement géométrique de l'ensemble de comptage.

Les émetteurs β^+ ont été mesurés soit avec le même appareillage, soit par spectrométrie γ dans le pic d'annihilation de 0,511 MeV.

L'activité en sodium 24 des détecteurs d'aluminium a pu être mesurée en comptage β et par mesure γ dans les pics de 1,37 et 2,76 MeV. Les résultats obtenus sont identiques à 5 % près.

2.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS - LE SPECTRE OBSERVE A SATURNE

La spectrométrie des neutrons par détecteur à activation a fait l'objet de nombreux travaux et cette méthode est couramment utilisée à basse énergie, et particulièrement dans les spectres de neutrons rapides obtenus par déformation d'un spectre de fission (18).

Plusieurs méthodes d'analyse des résultats fournis par les détecteurs ont été proposées, toutes ces méthodes ayant pour but de trouver une approximation analytique correcte du spectre réel qui exprime le flux en fonction de la variable énergie.

La méthode utilisée ici consiste à supposer, pour le flux à étudier, une représentation analytique du spectre différentiel $\varphi(E)$ de la forme E^{-n}, et à chercher pour quelle valeur de n les réponses relatives des différents détecteurs exposés dans ce flux, sont conformes à ce que permet d'attendre le spectre proposé, c'est-à-dire sont proportionnelles aux réponses calculées :

$$A = \int_0^\infty \sigma(E)\varphi(E)dE$$

Cette vérification expérimentale peut se faire simplement en mesurant le flux intégral au-dessus du seuil de chaque détecteur, et en vérifiant que les points obtenus se situent correctement sur la courbe $\Phi(E)$, déduite du spectre différentiel $\varphi(E)$ choisi :

$$\Phi(E) = \int_0^\infty \varphi(E)dE$$

Pratiquement, si l'on dispose de i détecteurs à seuil, on détermine pour chacun d'eux, par les mesures d'activation, l'expression :

$$A_i = \int_{E_{si}}^\infty \sigma_i(E)\varphi(E)dE$$

où E_{si} est l'énergie correspondant au seuil.

ou

$$A_i = \bar{\sigma}_i \int_{E_{si}}^\infty \varphi(E)dE$$

avec

$$\overline{\sigma_i} = \frac{\int_{E_{si}}^{\infty} \sigma_i(E)\varphi(E)dE}{\int_{E_{si}}^{\infty} \varphi(E)dE}$$

Le flux intégral au-dessus de l'énergie seuil E_{si} est :

$$\Phi_i(E_{si}) = \int_{E_{si}}^{\infty} \varphi(E)dE$$

Il vient donc :

$$A_i = \overline{\sigma_i}\ \Phi_i(E_{si})$$

d'où

$$\Phi_i(E_{si}) = \frac{A_i}{\overline{\sigma_i}}$$

On a autant de valeurs de $\Phi_i(E_{si})$ que de détecteurs, et l'on trace la courbe :

$\Phi_i(E_{si})$ en fonction de E_{si}, pour chaque valeur de n choisie.

Si pour une valeur de n, les valeurs du flux intégral mesurées avec les i détecteurs se situent correctement sur la courbe $\Phi(E)$ correspondante, on peut dire que le spectre mesuré est assez bien représenté par l'expression analytique proposée, pour les énergies supérieures au seuil le plus bas.

Comme le note P. DELATTRE dans son étude critique sur les méthodes de détermination des spectres de neutrons rapides à l'aide de détecteurs à seuil, il est important de voir que "les mesures faites dans le cadre de la présente méthode ne sont pas à proprement parler des mesures de spectres, elles ne constituent que des vérifications de calcul et ne peuvent apprendre que très peu de choses dans le cas d'une discordance entre le calcul et l'expérience. Dans le cas où la concordance est bonne, on peut admettre que la méthode de calcul est satisfaisante pour l'emplacement considéré" (18).

Habituellement, cette méthode porte sur la vérification expérimentale de la forme du spectre calculé à l'intérieur d'un réacteur, ou la recherche des paramètres à introduire dans une représentation d'un spectre de fission déformé généralement de la forme $\varphi(E) = K.E.^{\nu} e^{-\beta E}$.

Dans notre cas, l'hypothèse nécessaire à l'application de cette méthode est le spectre différentiel des neutrons secondaires dans l'atmosphère, qui peut, à l'équilibre de la cascade, être assez bien représenté entre 1 et 800 MeV, par une fonction de la forme E^{-n}, avec n = 1,4 (1).

Le spectre intégral, déduit du spectre différentiel des neutrons dans l'atmosphère (figure 1a), est représenté figure 4.

Sur cette même figure, nous avons reporté le flux intégral mesuré au-dessus du seuil, en fonction de l'énergie, à l'aide de 4 détecteurs dont les caractéristiques sont données plus haut et qui présentent des seuils à 1,6 - 6 - 20 et 50 MeV.

Cette variation du flux intégral mesuré en fonction de l'énergie seuil, représente la variation moyenne relevée pour l'ensemble des points de mesure, dans le bloc de béton lourd, situés à plus de 40 cm de l'axe du faisceau primaire.

Ce spectre intégral varie comme E^{-m}, avec $0,25 < m < 0,35$. Le choix d'un intervalle, qui tient compte des barres d'erreurs affectées aux valeurs expérimentales, est justifié par le fait que l'expression :

$$\overline{\sigma_i} = \frac{\int_{E_{si}}^{\infty} \sigma_i(E).\varphi(E).dE}{\int_{E_{si}}^{\infty} \varphi(E).dE}$$

et par conséquent

$$\Phi_i(E_{si}) = \frac{A_i}{\overline{\sigma_i}}$$

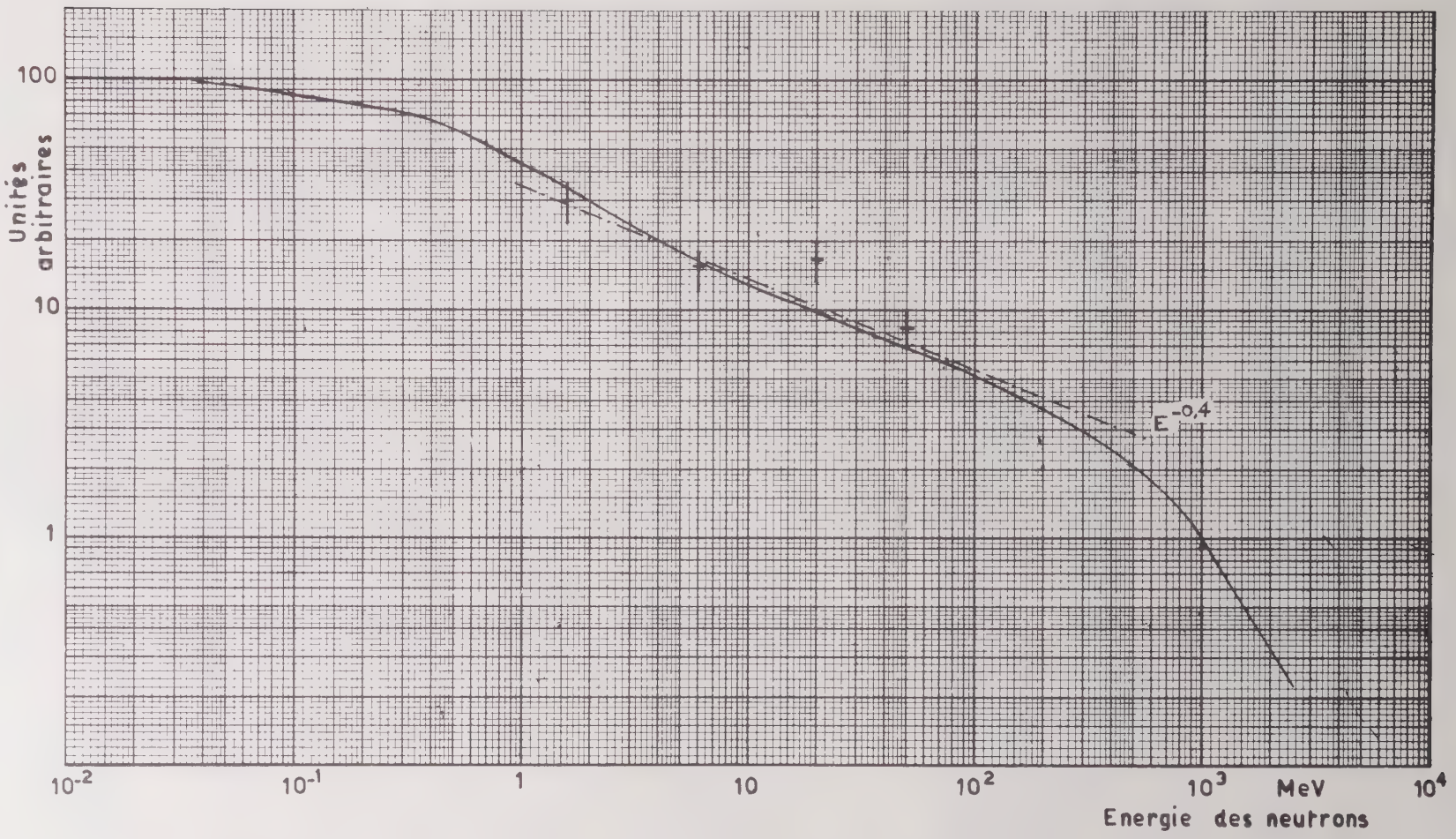

Figure 4 : —— Spectre intégral des neutrons produits dans l'air par le rayonnement cosmique.

\+ Spectre intégral des neutrons produits dans du béton lourd par des protons de 3 GeV.

varie très peu quand n reste compris entre 1,25 et 1,5, n caractérisant l'hypothèse faite sur le flux différentiel $\varphi(E)$ de la forme E^{-n}. La variation sur les $\overline{\sigma}_i$ a été introduite dans les erreurs sur les $\Phi_i(E)$.

Si l'on tient compte du fait que les détecteurs présentant des seuils élevés (20 et 50 MeV) sont également sensibles aux protons, dont la proportion croît avec l'énergie comme on l'a vu au chapitre I, la forme du spectre intégral expérimental à retenir est plutôt $E^{-0,35}$.

Le spectre différentiel des neutrons présents dans le bloc d'arrêt peut donc être assez bien représenté par une fonction de la forme E^{-n}, avec n voisin de 1,35, ce qui fait apparaître d'une façon très claire la similitude de ce spectre avec celui des nucléons à l'équilibre de la cascade dans l'air, dans la même bande d'énergie.

Nous concluons donc qu'à l'équilibre de la cascade induite par des protons de haute énergie dans un matériau de protection, le spectre des particules secondaires présentes est semblable au spectre des particules secondaires observé dans l'atmosphère du fait du rayonnement cosmique. Je précise bien que l'analogie observée ne concerne que les secondaires, l'énergie des primaires de Saturne étant égale à 3 GeV et les protons primaires pénétrant dans l'atmosphère ne pouvant avoir, à nos latitudes, une énergie inférieure à environ 3 GeV, à cause de la coupure du champ magnétique terrestre(*).

J'ai également essayé d'utiliser la réaction de production de beryllium 7 par spallation à partir de l'aluminium 27 avec un seuil d'environ 200 MeV et une section efficace de l'ordre de 8 mbarns au-dessus de 1 GeV ; mais en dehors du faisceau primaire, la méthode est trop peu sensible et ne conduit à aucun résultat interprétable.

(*) La quantité de mouvement limite p à la latitude magnétique λ est donnée par la relation (19) :

$$p \simeq \frac{1}{4}\ \hat{p}\ \cos^4 \lambda$$

avec

$$\hat{p} = 59,3 \text{ BeV/c}$$

CHAPITRE III

DOSE CORRESPONDANT AU SPECTRE DE NEUTRONS OBSERVÉ

3.1 - DOSE ABSORBEE DANS LES TISSUS EN FONCTION DE L'ENERGIE POUR UN FLUX UNITE

La dose absorbée correspond à une énergie cédée par les particules ionisantes à un gramme de matériau irradié. La dose absorbée s'exprime en rads, 1 rad correspondant à une cession d'énergie égale à 100 ergs par gramme. Les neutrons n'étant pas directement ionisants, le transfert d'énergie aux tissus a lieu par les noyaux de recul ou les produits chargés des réactions nucléaires.

Si nous appelons D(E) la dose absorbée pour un flux unité à l'énergie E, la dose D pour un spectre complexe normé est donnée par :

$$D = \int_0^\infty D(E)\varphi(E).dE$$

Le spectre de neutrons ayant été précisé dans les chapitres précédents, il est maintenant nécessaire de connaître la variation de D(E) avec l'énergie des neutrons. Dans cette recherche nous distinguerons deux cas : les neutrons rapides de basse énergie (E < 10 MeV) et les neutrons très rapides et relativistes au-delà de 10 MeV. Comme nous le verrons dans ce chapitre, la nature des interactions à basse et haute énergie justifie cette distinction. Nous verrons en particulier, qu'à basse énergie le transfert d'énergie a essentiellement lieu par les collisions élastiques sur les noyaux d'hydrogène et que le calcul de la dose peut être assimilé à celui d'un kerma. Ces deux propriétés de la dose ne sont plus vraies à haute énergie.

A - Neutrons d'énergie inférieure à 10 MeV

A basse énergie, le parcours des particules secondaires est très faible : par exemple, pour un proton de 5 MeV, 20 mg/cm^2 ; l'énergie transférée aux particules ionisantes est donc pratiquement perdue sur place par celles-ci. Il s'établit un équilibre entre les neutrons et les particules secondaires chargées, et le calcul de la dose absorbée pourra se ramener à celui d'un kerma.

Le kerma est défini comme le

"quotient de la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées que libèrent les particules indirectement ionisantes dans un élément de volume d'une substance donnée par la masse de matière contenue dans cet élément de volume".

On précisera "kerma de première collision" si on se limite aux particules chargées créées au cours de la première interaction possible pour chaque neutron, le neutron ayant interagi une fois étant considéré comme perdu.

En calculant le kerma, on obtient donc l'énergie cédée aux tissus qui est égale, pour un flux unité de neutrons d'énergie E et pour la réaction élémentaire j sur l'élément i, à :

$$D_{ij}(E) = N_i . \sigma_{ij}(E) . X_{ij}(E) . E$$

où N_i est le nombre d'atomes de l'élément i par gramme de tissu

$\sigma_{ij}(E)$ est la section efficace de la réaction j sur l'élément i

$X_{ij}(E)$ est la fraction moyenne de l'énergie du neutron incident emportée par les particules chargées créées au cours de la réaction j

E est l'énergie de la particule incidente.

On fait ensuite la somme pour toutes les réactions j sur tous les éléments constutifs du matériau, et on obtient :

$$D(E) = \sum_i \sum_j N_i \cdot \sigma_{ij}(E).X_{ij}(E).E$$

La composition des tissus mous recommandée pour ce genre de calcul, a été donnée par la Commission Internationale de Protection Radiologique en 1959 et est rappelée ci-dessous tableau 3 (20).

Tableau 3

Elément	Concentration pondérale
C	12,3
H	10,2
O	72,9
N	3,5
P	0,2
K	0,4
S	0,5

Nous avons refait ces calculs (21), de 10 keV à 20 MeV, en tenant compte à la fois des sections efficaces élastiques et inélastiques. Il est intéressant de noter que de 10 keV à 10 MeV, comme on peut le voir figure 5, la dose est due pour 90 % aux protons de recul, car la concentration en hydrogène dans les tissus est élevée, la section efficace d'interaction élastique importante et le transfert moyen d'énergie au noyau d'hydrogène maximal dans les réactions élastiques(*).

Nous avons tracé figure 6 la fonction D(E), entre 10 keV et 20 MeV, telle que nous l'avons recalculée, nos résultats étant en excellent accord avec les résultats précédents (22).

B - Neutrons d'énergie supérieure à 10 MeV

W.A. GIBSON du Laboratoire National d'Oak Ridge a effectué le calcul de l'énergie cédée aux tissus par les faisceaux de neutrons et de protons (23). Son calcul est divisé en deux parties :

a) absorption par les noyaux composés, où absorption désigne toutes les réactions inélastiques

b) diffusion sur les noyaux d'hydrogène.

L'hypothèse fondamentale dans ce calcul est que, dans chaque réaction inélastique, la moitié de l'énergie du primaire est emportée par les particules secondaires chargées. Ceci n'est d'ailleurs pas inexact, mais il importe de rechercher la nature et l'énergie des particules secondaires chargées afin de préciser la façon dont cette énergie est transférée au tissu.

Le calcul de GIBSON qui est en fait un calcul de kerma constitue donc une limite très supérieure la dose, l'assimilation de la dose au kerma n'étant plus légitime à haute énergie.

A haute énergie, les réactions (24) sur les noyaux ont été étudiées notamment au moyen d'émulsions nucléaires. Pour les noyaux légers on peut distinguer deux phases successives : la particule de haute énergie incidente donnera naissance, par collision, à une ou plusieurs particules d'assez haute énergie peu ionisantes et caractérisées par des traces grises dans l'émulsion nucléaire.

(*) $\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{2A}{(1+A)^2}$

donc si A = 1 $\quad \frac{\overline{\Delta E}}{E} = 0,5$

Après leur départ, il y a un véritable éclatement du noyau résiduel excité qui donne naissance à des particules de basse énergie très ionisantes auxquelles correspondront des traces noires dans l'émulsion nucléaire.

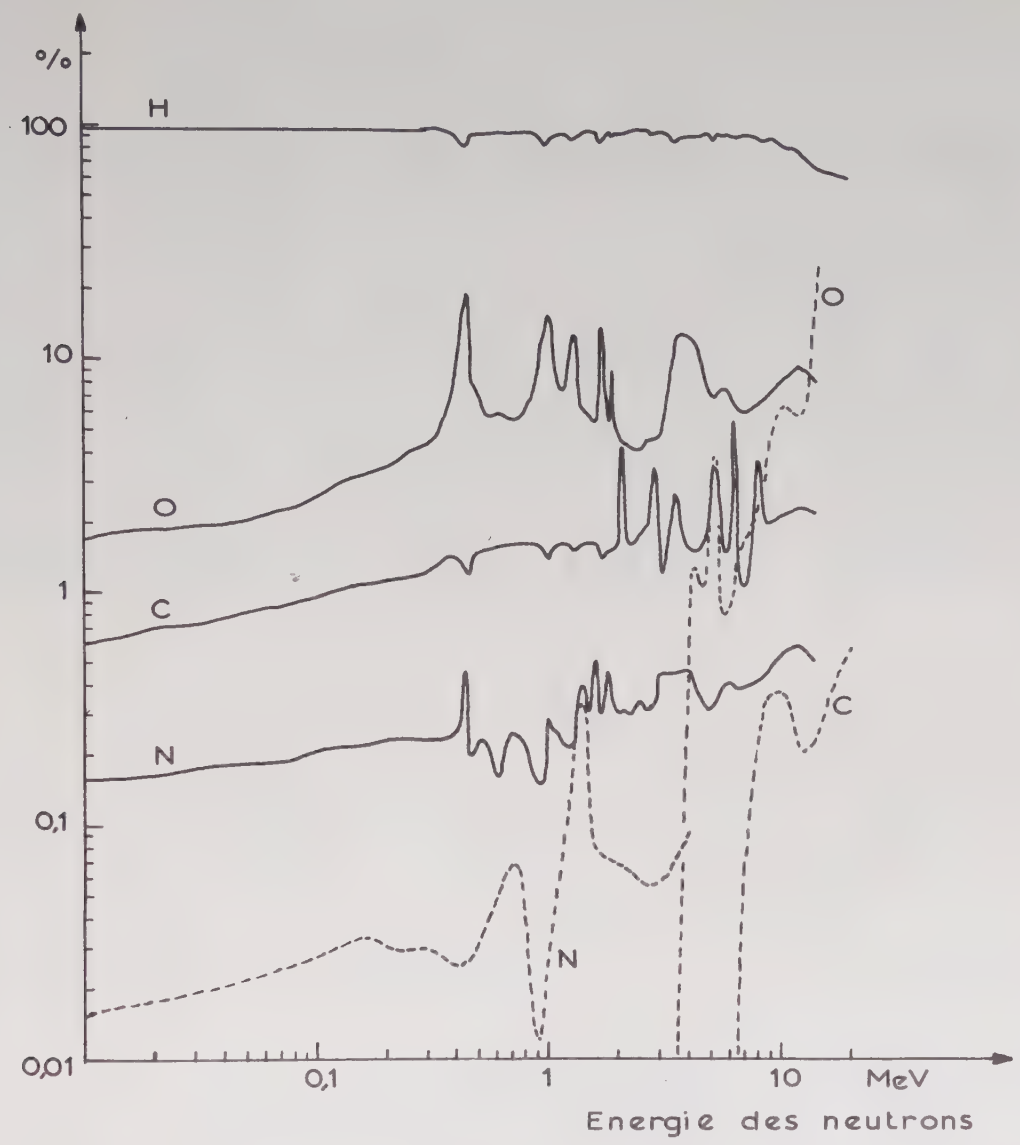

Figure 5 : Contribution au kerma total des principaux éléments constituant les tissus mous.

——— interactions élastiques

------- interactions inélastiques

P. CUER, J. COMBE et A. SAMMAN (25) ont mis en évidence, dans les noyaux légers, l'existence de sous-structures du type ^{2}H, ^{3}He, ^{3}H, ^{4}He et plusieurs études expérimentales ont confirmé ces travaux.

Il est intéressant de noter avec C.F. LEES (26) que les étoiles sur les noyaux légers de l'émulsion peuvent être caractérisées, dans bien des cas, par le rapport élevé du nombre de particules α émises au nombre total de branches et par l'énergie faible des particules α émises.

Dans un article consacré aux intéractions des protons de 660 MeV avec les noyaux de carbone, d'azote et d'oxygène (27), les auteurs notent que le rapport du nombre de particules α au nombre de protons émis atteint 1,5 et que le nombre moyen de particules émises varie très lentement avec l'énergie des nucléons incidents. Il faut également noter que dans 25 % des étoiles, on peut observer une trace correspondant à un noyau de recul avec $A > 4$. Dans les autres cas (75 %), le noyau est cassé en particules de $A \leqslant 4$: p, n, d, t, α.

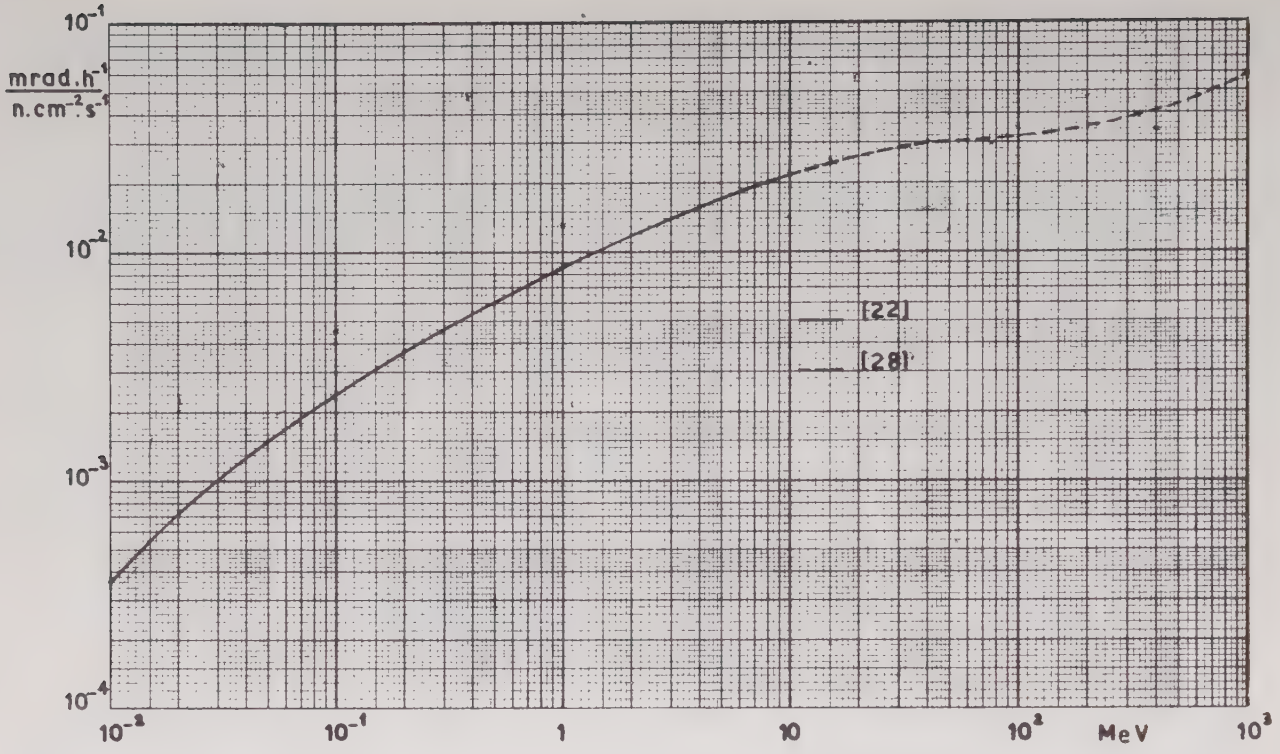

Figure 6 : Débit de dose absorbée dans les tissus mous en fonction de l'énergie des neutrons pour 1 neutron.cm^{-2}s^{-1}.

C'est donc par les particules d'évaporation, ou même d'éclatement du noyau excité, qu'aura lieu principalement le transfert d'énergie des nucléons de haute énergie aux tissus.

C'est en fonction de ces résultats et tenant compte des parcours des particules secondaires créées que le calcul de la fonction D(E) pour les neutrons d'énergie supérieure à 10 MeV a été effectué par M.J. SHAL'NOV qui a procédé à des vérifications expérimentales des valeurs de la dose calculée pour un flux unité (28). Le calcul effectué est une détermination de la dose en fonction de l'énergie et de la profondeur dans l'organisme.

Nous avons représenté figure 6 en pointillé, la prolongation au-delà de 10 MeV de la courbe donnant en fonction de l'énergie, le débit de dose absorbée pour 1 neutron par centimètre carré et par seconde.

3.2 - DOSE CALCULEE POUR LE SPECTRE A L'EQUILIBRE

La courbe D(E) étant connue, il est possible de calculer le débit de dose total correspondant à notre spectre de neutrons à l'équilibre. Pour 1 neutron.cm^{-2}.s^{-1} d'énergie supérieure à 10 keV, ce sera :

$$D = \frac{\int_{10\ keV}^{\infty} D(E).\varphi(E).dE}{\int_{10\ keV}^{\infty} \varphi(E).dE}$$

$\varphi(E)$ étant le débit de fluence par intervalle d'énergie. Le spectre $\varphi(E)$ est le spectre des neutrons cosmiques dans l'air (1). La similitude entre ce spectre et celui observé à Saturne a en effet été vérifiée dans une gamme d'énergie ne permettant pas à elle seule de calculer la dose de 10 keV à 1 GeV.

La borne inférieure d'intégration a été fixée à 10 keV après que des calculs préliminaires aient montré que les neutrons d'énergie inférieure à cette valeur ne contribuent pas pour plus de 1 % à la dose absorbée de première collision et à l'équivalent de dose. Ce résultat a d'ailleurs pu être vérifié expérimentalement.

Il est intéressant d'étudier également la contribution à la totalité de la dose pour l'ensemble du spectre, des neutrons d'énergie supérieure à une énergie E_o ; cette fraction $F(E_o)$ est donnée par la relation :

$$F(E_o) = \frac{\int_{E_o}^{\infty} D(E).\varphi(E).dE}{\int_{10\ keV}^{\infty} D(E).\varphi(E).dE}$$

Nous avons tracé figure 7, en fonction de l'énergie de 10 keV à 10 GeV, la variation de $F(E_o)$ et du spectre intégral :

$$\frac{\int_{E_o}^{\infty} \varphi(E).dE}{\int_{10\ keV}^{\infty} \varphi(E).dE}$$

On voit d'ailleurs qu'il n'est pas nécessaire d'introduire une borne supérieure aux intégrales écrites ci-dessus qui convergent rapidement.

Il est de même possible de déterminer le débit de fluence des neutrons correspondant à 1 mrad/h à l'équilibre de la cascade si on ne mesure que les flux d'énergie supérieure à E_o.

$$\Phi(E_o) = \frac{\int_{E_o}^{\infty} \varphi(E).dE}{\int_{10\ keV}^{\infty} D(E).\varphi(E).dE}$$

Le tableau 4 ci-dessous résume les résultats du calcul des débits de fluence équivalent à 1 mrad/h et de la dose correspondant à un flux unité pour différentes énergies E_o.

Tableau 4

E_o(MeV)	neutron.$cm^{-2}.s^{-1}$ pour 1 mrad/h	rad/n.cm^{-2}
10^{-2}	94	3.10^{-9}
2	28	10^{-8}
20	9,4	3.10^{-8}
200	3,5	8.10^{-8}

3.3 - MESURE DIRECTE DE LA DOSE ABSORBEE

Nous avons mesuré directement en différents points du bloc d'arrêt, la valeur de la dose absorbée au moyen de petites chambres d'ionisation condensateur ayant une paroi équivalente au tissu. Le matériau constituant les parois des chambres est un mélange contenant 71,3 % de polyéthylène et 28,7 % de fluorure de magnésium et dont la composition atomique est donnée ci-dessous :

Tableau 5

H	0,102
C	0,611
F	0,175
Mg	0,112

Ce mélange équivalent-tissu a été étudié (29) (30), en vue de permettre une mesure de la dose absorbée totale due au rayonnement γ et aux neutrons rapides.

Pour le rayonnement γ, le matériau est tel que le rapport des coefficients d'absorption massique en énergie du matériau aux tissus mous standards est égal à $1 \pm 0,03$ de 10 keV à 10 MeV.

Le matériau contenant la même proportion d'hydrogène (tableau 5) que les tissus mous (tableau 3), soit 10,2 %, et les neutrons rapides cédant leur énergie au tissu surtout par collisions élastiques avec les protons (figure 5), on sait que ce matériau réalisera, en première approximation, une bonne équivalence au tissu.

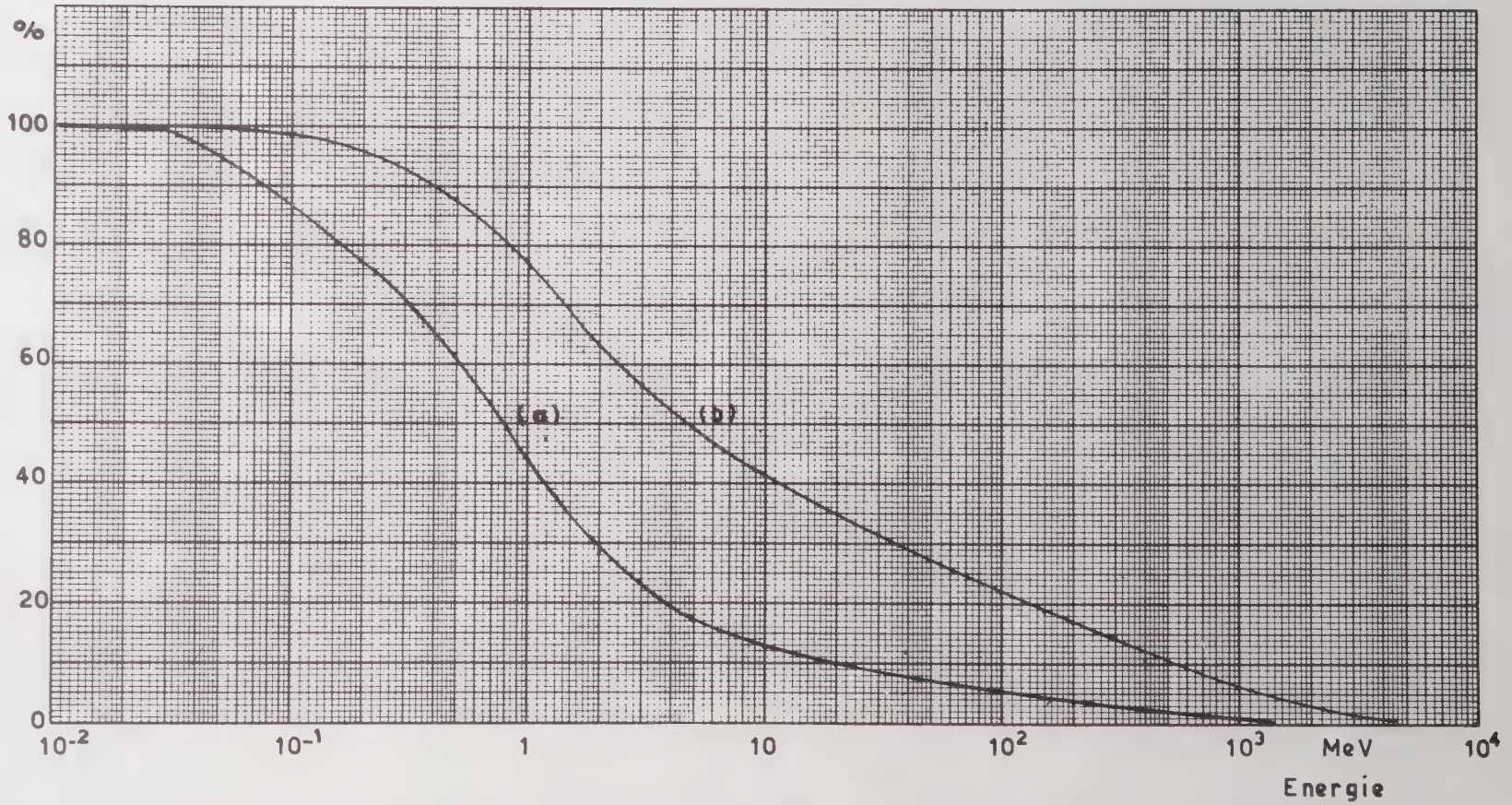

Figure 7 : a) Spectre intégral, b) Fraction de la dose absorbée pour les neutrons d'énergie supérieure a E_o.

Nous avons cependant vérifié par le calcul que le rapport de l'énergie cédée par les neutrons au matériau, à l'énergie cédée au tissu, n'est pas modifié sensiblement par le remplacement de l'oxygène par du carbone, du fluor et du magnésium (21).

Ce calcul a permis de voir qu'on observe pour ce rapport, dans la zone des résonances des sections efficaces, des extrema très marqués qui correspondent aux pics des sections efficaces du carbone et surtout de l'oxygène dont la proportion dans les tissus est supérieure à 70 %, et qui est totalement absent de cette composition. Cependant, ces écarts n'excèdent pas 15 % autour de la valeur moyenne.

A plus haute énergie, nous supposons également l'équivalence au tissu réalisée, l'oxygène étant pratiquement complétement remplacé par du carbone et des éléments de poids atomique moyen.

Les chambres d'ionisation étalonnées au moyen du rayonnement γ émis par une source de Cobalt 60 ont été placées dans le bloc d'arrêt à des profondeurs de 90, 120, 150 et 180 cm, et à 80 et 120 cm de l'axe du faisceau. A ces mêmes emplacements et simultanément, les flux de neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV étaient mesurés à l'aide de détecteurs à activation en graphite. La dose mesurée est constante à 30 % près et égale à 3.10^{-8} rad pour un neutron par centimètre carré d'énergie supérieure à 20 MeV.

On observe que cette valeur est égale à celle calculée au paragraphe précédent que nous avons trouvée égale à 3.10^{-8} rad pour un neutron par centimètre carré d'énergie supérieure à 20 MeV, et en tenant compte de l'ensemble des neutrons présents à l'équilibre de la cascade ; ceci montre que la contribution à la dose de la composante γ est faible et comprise dans les erreurs de mesures.

CHAPITRE IV

PROPAGATION DE LA CASCADE

4.1 - DETECTEUR SIGNIFICATIF

Nous avons vu au chapitre II, en étudiant le spectre des particules présentes dans le bloc, que le spectre dés secondaires à l'équilibre, très similaire au spectre des particules créées par le rayonnement cosmique dans l'atmosphère, était conservé dans l'ensemble du bloc ; il faut ensuite examiner de plus près la propagation des particules de cascade.

Nous nous intéressons essentiellement aux particules secondaires dans la perspective du calcul des protections, particulièrement latérales, et nous allons étudier la propagation de la cascade en nous servant des détecteurs de soufre qui ont un seuil réel de 1,6 MeV et nous donnerons ainsi le spectre intégral pour E_o = 1,6 MeV, c'est-à-dire la valeur la plus basse de notre étude.

Tous les résultats sont normés à un flux incident de 1 proton par seconde, mesuré à l'aide de la mosaïque de graphite utilisée comme moniteur.

4.2 - FACTEUR DE MULTIPLICATION APPARENTE RAMENE A L'ENTREE DU BLOC D'ARRET

Si à la profondeur D, Φ est le flux de neutrons à la distance R de l'axe du faisceau, le nombre total de neutrons présents à cette profondeur dans le bloc de rayon ρ est à cause de la symétrie de révolution donné par la formule :

$$N(D) = 2\pi \int_o^\rho \Phi(R,D).R.dR$$

A partir de nos résultats expérimentaux, et pour ρ égal à 140 cm, nous avons reporté sur la figure 8 la variation de la fonction N(D) pour les détecteurs de soufre, d'aluminium et de carbone. Nous pouvons voir en représentation semi-logarithmique qu'à partir de 500 g/cm², l'atténuation globale du nombre de neutrons présents en fonction de la profondeur est exponentielle, et est la même pour l'ensemble du spectre. Cette atténuation est caractérisée par un libre parcours moyen λ égal à 225 ± 10 g/cm², valeur correspondant à la section efficace d'atténuation minimale, donc aux particules d'énergie supérieure à 200 MeV que nous avons appelées les propagateurs de cascade.

En prolongeant vers l'axe des ordonnées la partie rectiligne, correspondant à une atténuation exponentielle, de la courbe obtenue avec le détecteur de soufre, nous obtenons un facteur de multiplication apparente, ramené à l'entrée du bloc, égal pour les neutrons de plus de 1,6 MeV à 22 neutrons par proton ; ceci correspond, en tenant compte de la forme du spectre intégral de la cascade à l'équilibre (figure 7), à 65 neutrons rapides d'énergie supérieure à 10 keV, ou 2,5 propagateurs de cascade d'énergie supérieure à 200 MeV.

Au-delà de 500 g/cm², un proton de 3 GeV équivaut donc, à l'entrée, à 22 neutrons dont les énergies sont celles du spectre à l'équilibre coupé vers le bas à 1,6 MeV.

Cette présentation des résultats est assez traditionnelle (31) (32) pour ce genre d'expériences. Les résultats obtenus ainsi sont d'ailleurs en bon accord avec ceux obtenus par d'autres laboratoires. Il n'est cependant pas évident que cette méthode permette une interprétation facilement utilisable pour le calcul d'une protection. L'épaisseur traversée n'est en effet, pas constante pour une même profondeur dans le bloc : si D est la profondeur et α l'angle entre la direction du point de mesure au point d'impact et l'axe du faisceau, l'épaisseur effectivement traversée est égale à D/cos α.

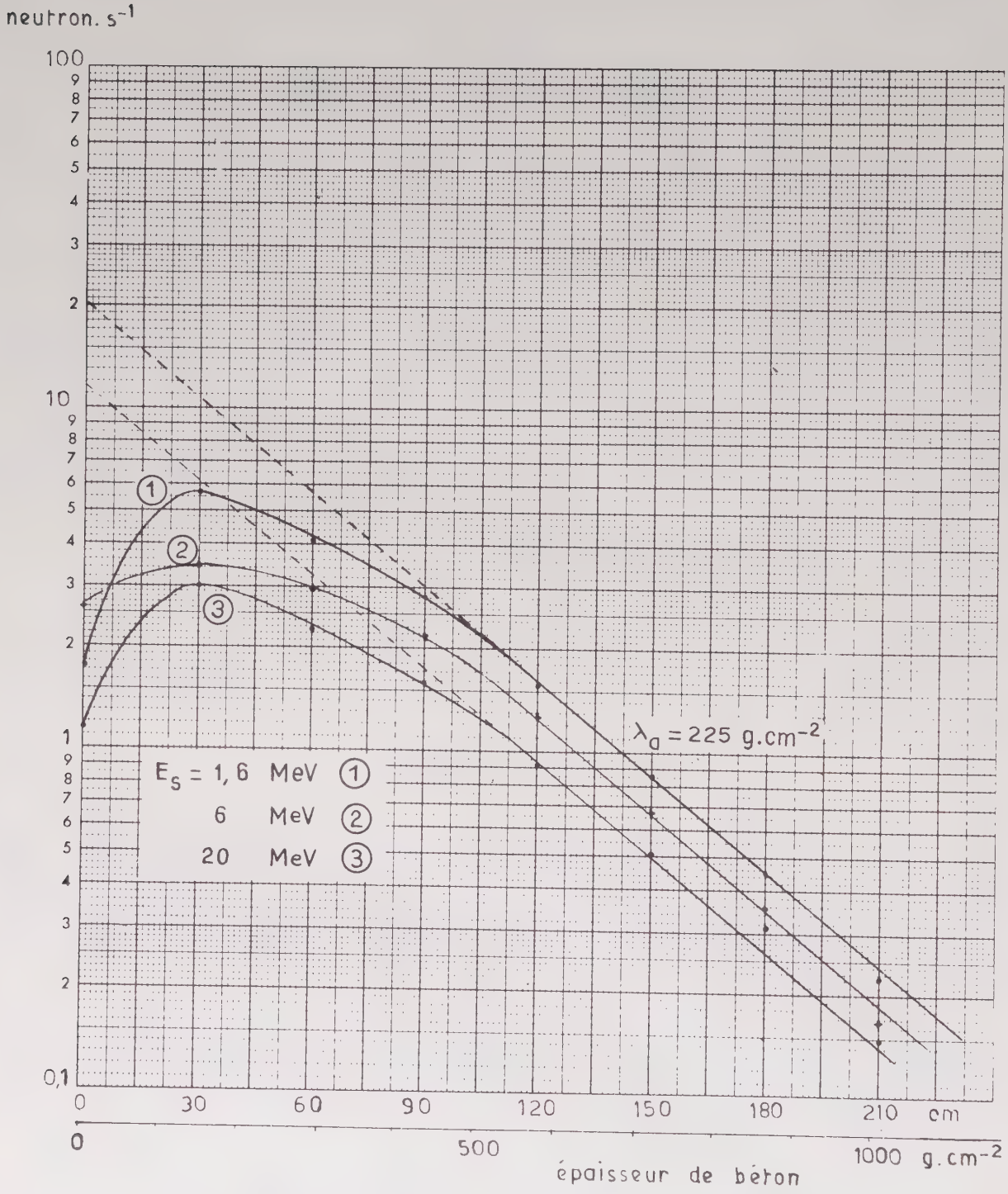

Figure 8 : Flux intégré de neutrons d'énergie supérieure a E_s en fonction de l'épaisseur de béton pour un proton par seconde incident. Intégration latérale : $N = \int_0^{\rho} 2\pi . \Phi(R) . R . dR$ avec ρ = 140 cm.

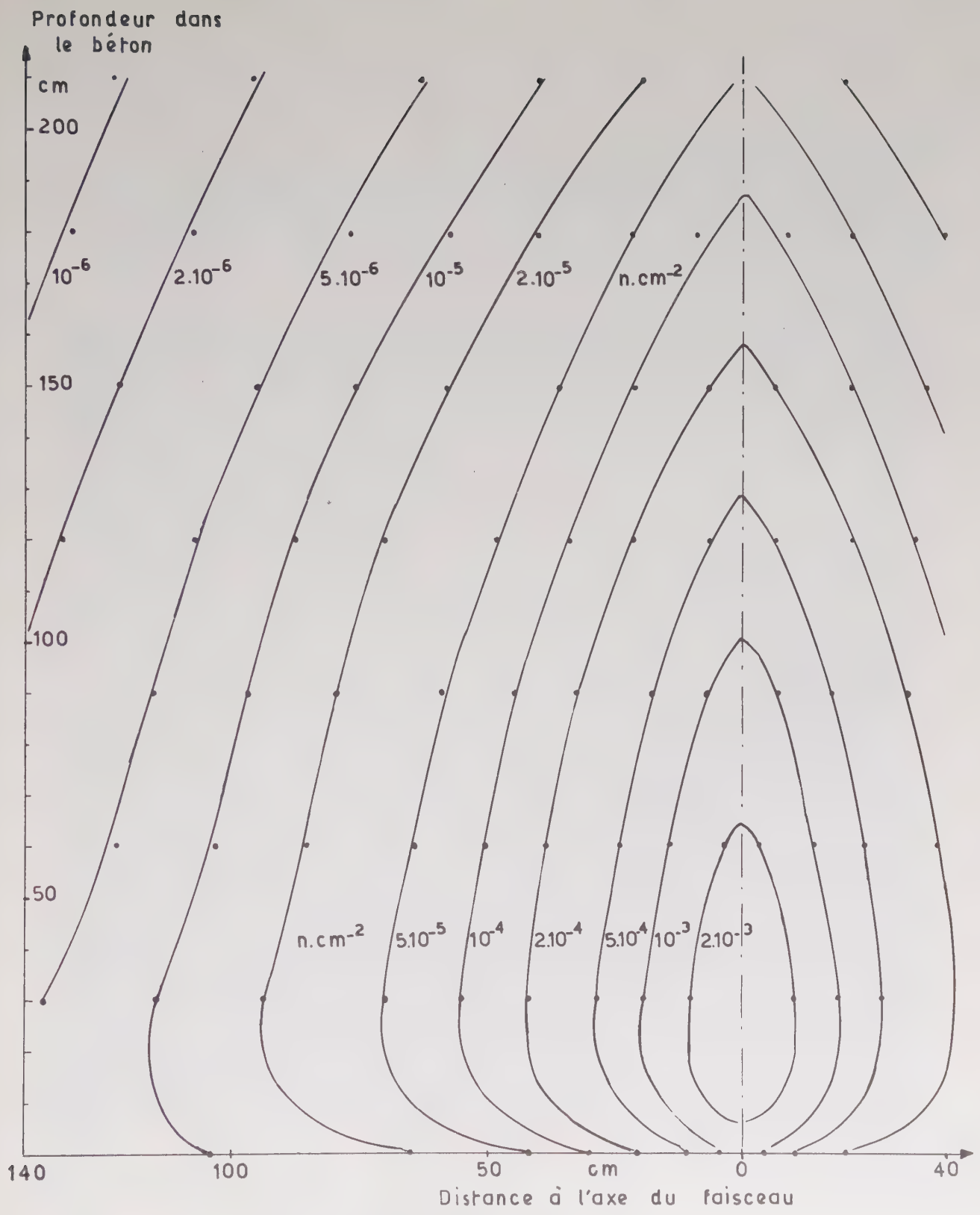

Figure 9 : Courbes isoflux des neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV pour un proton incident de 3 GeV dans du béton lourd.

4.3 - DESCRIPTION DU PHENOMENE PAR L'INTRODUCTION D'UNE SOURCE FICTIVE DE NEUTRONS SECONDAIRES

Nous avons représenté figure 9 les courbes isoflux des neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV dans le bloc d'arrêt. L'examen de ces courbes qui paraissent pouvoir être déduites les unes des autres par homothétie avec un centre à une certaine profondeur sur l'axe, nous fait immédiatement penser à l'intérêt d'introduire la notion d'une source fictive émettant des neutrons dans toutes les directions avec, cependant, une préférence vers l'avant. La source fictive peut être localisée, figure 9, à une profondeur d'environ 30 cm, soit 150 $g.cm^{-2}$.

Toujours à partir des mêmes résultats expérimentaux, nous avons ensuite étudié la propagation dans les différentes directions des neutrons émis par cette source fictive. Pour les directions faisant des angles 0°, 15°, 30°, 60°, 75°, 90°, 105°, avec la direction du faisceau primaire, nous avons tracé, figure 10, en fonction de l'épaisseur traversée, la courbe donnant $\Phi.d^2$.

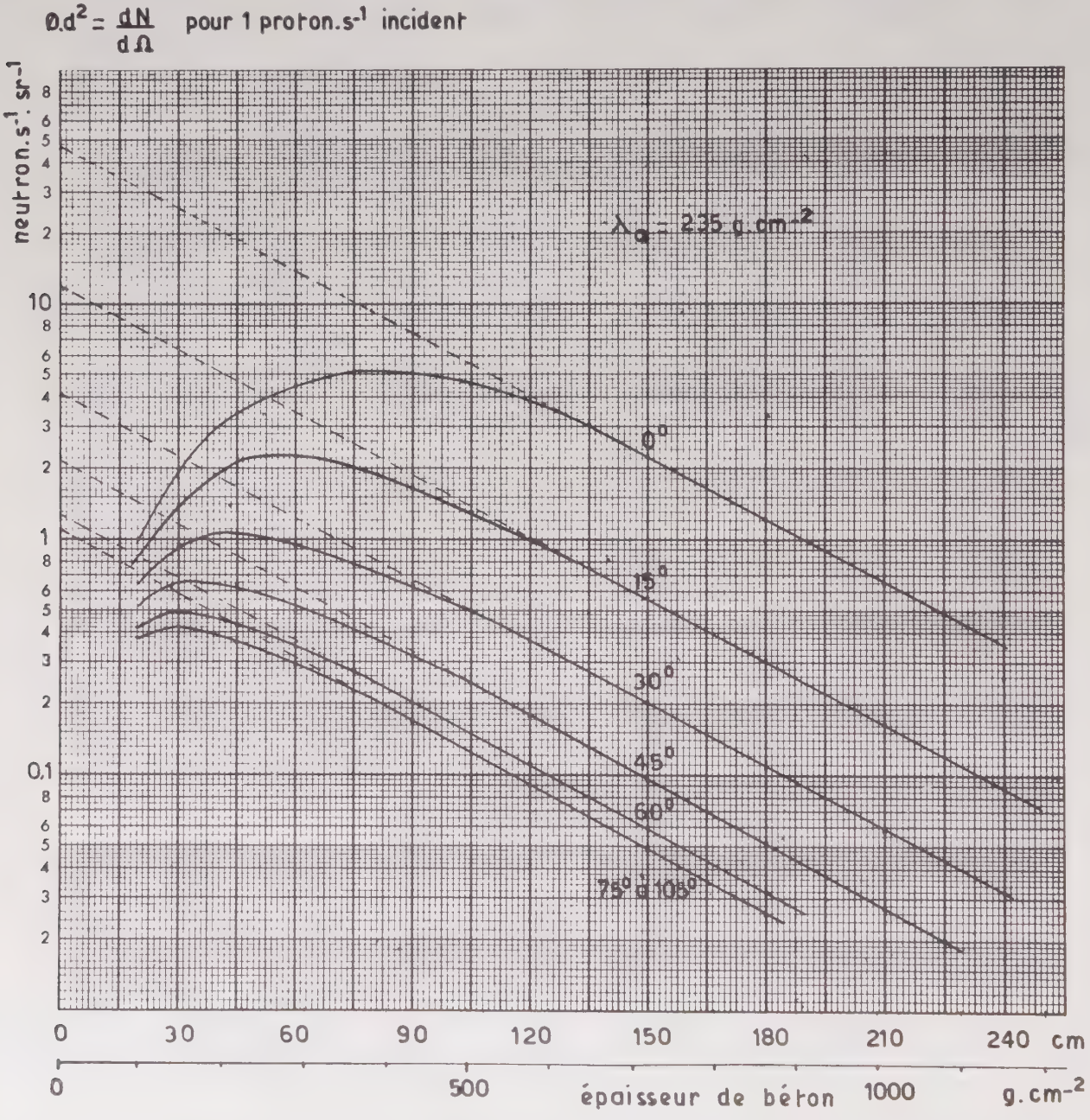

Figure 10 : Atténuation des flux de neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV en fonction de l'épaisseur de béton traversé suivant différents angles avec l'axe du faisceau. L'épaisseur est mesurée à partir du centre de la source fictive situé sur l'axe à 30 cm de profondeur.

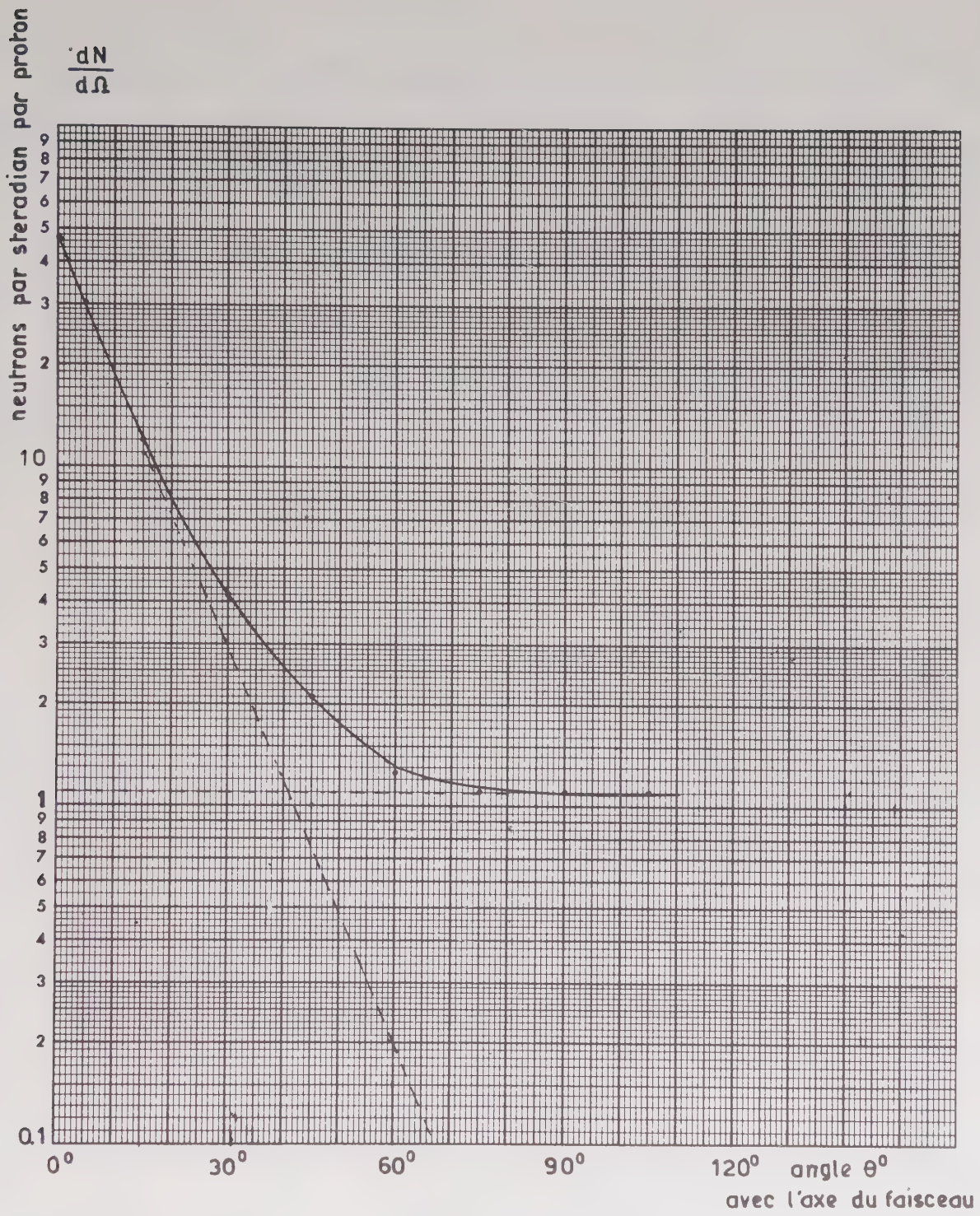

Figure 11 : Nombre de neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV émis par unité d'angle solide par la source fictive en fonction de l'angle d'émission.

Φ étant le flux en chaque point

d la distance à la source fictive

On obtient ainsi, par simple lecture sur les courbes, le nombre de particules d'énergie supérieure à 1,6 MeV, présentes dans une direction donnée, à la profondeur d et par stéradian.

En prolongeant la partie rectiligne de ces courbes vers l'axe des ordonnées, nous obtenons l'intensité de la source pour chaque direction. On peut ainsi tracer une courbe (figure 11) donnant en fonction de l'angle avec l'axe du faisceau, le nombre $dN/d\Omega$ de particules émises par stéradian .

Sur cette dernière figure, on peut facilement décomposer la source fictive en une source isotrope et une source émettant vers l'avant.

L'intensité de la source isotrope peut être représentée, en neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV par stéradian et par proton de 3 GeV, par la relation :

$$\frac{dN_1}{d\Omega} = 1,1$$

La source piquée vers l'avant peut être représentée par :

$$\frac{dN_2}{d\Omega} = 46\ e^{-5,2.\theta}$$

avec θ en radian.

L'intensité de chacune de ces sources est obtenue par intégration sur les θ :

$$N = \int_0^{\pi} \left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\theta} 2\pi.\sin\theta.d\theta$$

soit - pour la source isotrope : $N_1 = 13,8$

- pour la source piquée vers l'avant : $N_2 = 10,3$

en neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV, pour un proton incident.

On trouve ainsi une intensité totale de la source fictive, $N = N_1 + N_2$ égale à 24 neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV par proton incident de 3 GeV. Cette valeur est sensiblement égale au coefficient de multiplication apparent défini au paragraphe 4.1 ci-dessus et que nous avons trouvé égal à 22. Ces deux valeurs résultent d'ailleurs des mêmes mesures interprétées de façon différente.

Nous pouvons également voir en comparant N_1 et N_2 que 60 % des neutrons émis par la source fictive le sont de façon isotrope et que seulement le tiers des neutrons émis est contenu dans un cône de demi-angle au sommet 30°.

4.4 - ATTENUATION DES PARTICULES EMISES PAR LA SOURCE FICTIVE

A partir des courbes de la figure 10, il est possible de déterminer les libres parcours moyens d'atténuation des particules secondaires dans les différentes directions.

Pour tous les angles on trouve : $\lambda = 235 \pm 10\ g.cm^{-2}$.

Il est intéressant de comparer ce résultat avec celui obtenu par H.W. PATTERSON et ses collaborateurs (1) qui ont trouvé que, dans l'atmosphère, l'atténuation dans un rapport 1/e de la cascade induite par les protons cosmiques est effective pour une épaisseur de 165 $g.cm^{-2}$. Il n'est pas nécessaire d'apporter des corrections géométriques à ce résultat obtenu dans l'air entre le niveau de la mer et 12 000 m d'altitude.

Nous avons effectué cette comparaison en calculant le rapport des libres parcours moyens d'atténuation dans le béton et dans l'air en faisant l'hypothèse que les sections efficaces d'atténuation varient avec la masse atomique comme les sections efficaces géométriques.

$$\frac{\lambda_{béton}}{\lambda_{air}} = \frac{\sum_i (n_i A_i^{-1/3})_{air}}{\sum_i (n_i A_i^{-1/3})_{béton}}$$

Dans cette formule :

A_i est la masse atomique de chaque élément

et n_i sa concentration pondérale dans le mélange.

L'application de cette formule nous conduit à un rapport :

$$\frac{\lambda_{\text{béton lourd}}}{\lambda_{\text{air}}} = 1,46$$

d'où

$$\lambda_{\text{béton}} = 241 \text{ g.cm}^{-2}$$

Ce résultat montre bien l'homogénéité de la valeur expérimentale que nous avons trouvée dans le béton avec celle fournie par l'expérience de H.W. PATTERSON sur l'atténuation du rayonnement cosmique dans l'air.

J'ai représenté figure 12, les variations du libre parcours moyen d'atténuation en fonction de la masse atomique de différents matériaux, carbone (33), air (1), aluminium (34), plomb (34) (35). On peut voir que ces points se situent comme notre point expérimental, sur une droite correspondant à une fonction de la forme $A^{0,25}$. La variation avec la masse atomique semble donc un peu moins rapide que celle que fait prévoir la seule notion de section efficace géométrique.

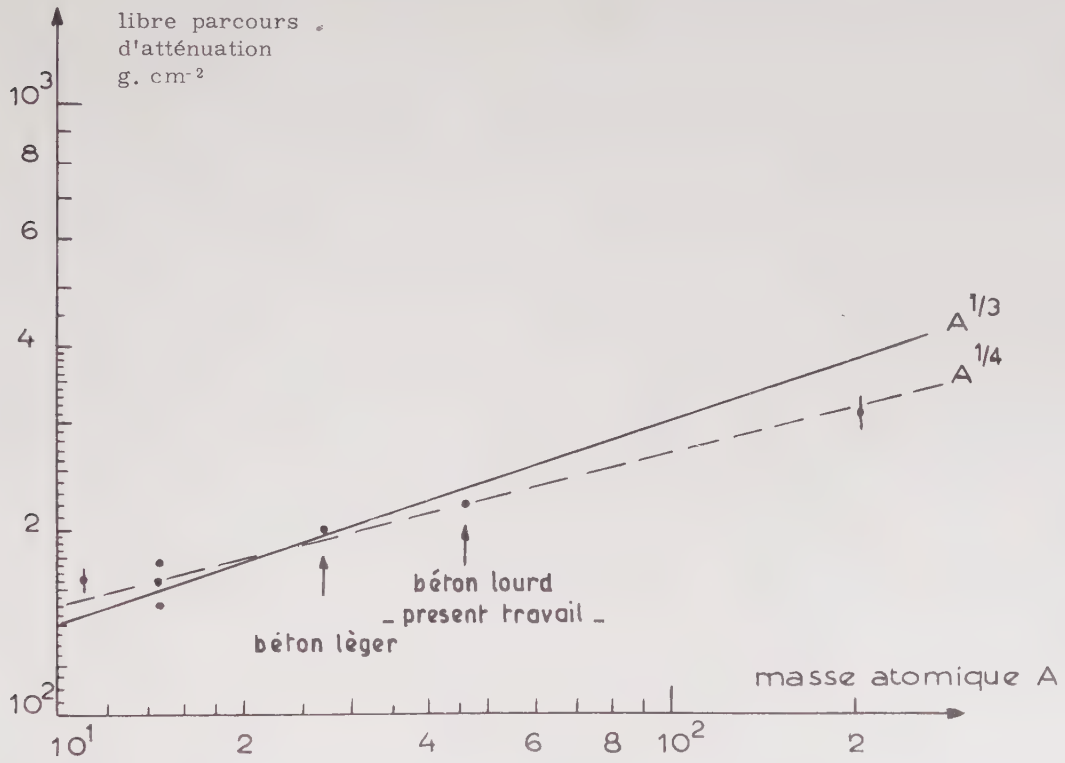

Figure 12 : Atténuation des neutrons de haute énergie dans différents matériaux.

Nous pourrons utiliser la courbe de la figure 12 pour trouver le libre parcours moyen d'atténuation des propagateurs de cascade dans un matériau de masse atomique moyenne connue. Ainsi nous trouvons 170 g/cm² dans du sable qui peut être assimilé à de la silice, et dans du béton ordinaire dont la masse atomique moyenne est celle de l'aluminium. Pour le béton lourd, la nature des charges variant, il faudra déterminer le A moyen, mais la valeur restera proche de celle qui a été trouvée dans notre expérience : λ = 235 g/cm².

CHAPITRE V

DIFFUSION DES NEUTRONS DANS L'AIR AUTOUR D'UN ACCÉLÉRATEUR

5.1 - VARIATION DES FLUX DE NEUTRONS RAPIDES ET DE LEUR ENERGIE MOYENNE AVEC LA DISTANCE A SATURNE, JUSQU'A 700 METRES

Pour déterminer les flux de neutrons rapides, nous avons utilisé des détecteurs composés d'un compteur proportionnel au trifluorure de bore enrichi en bore 10 à 95 %, placé dans un modérateur de paraffine de 6 cm d'épaisseur, le modérateur est lui-même entouré d'une feuille mince de cadmium destinée à arrêter les neutrons thermiques. Ce type d'appareil est un détecteur de flux dont la réponse est indépendante de l'énergie des neutrons incidents entre 10 keV et 10 MeV. Les flux à mesurer étant très faibles, nous avons choisi, pour une première série de mesures (36), un compteur ayant une bonne sensibilité ; il s'agissait d'un compteur de 40 cm de longueur utile, de 2,5 cm de diamètre, rempli à une pression de 70 cm de mercure. La sensibilité mesurée à l'aide d'une source de Pu-Be était égale à 12,5 impulsion/neutron.cm^{-2}, pour une source placée dans un plan perpendiculaire à l'axe passant par le milieu du compteur.

Ce compteur présentait cependant une anisotropie importante, et nous avons pu depuis fabriquer des compteurs moins sensibles (0,5 impulsion/neutron.cm^{-2}) qui sont placés dans un modérateur ayant une géométrie sphérique (37) et présentant une excellente isotropie. L'anisotropie du premier détecteur utilisé conduisait, dans des flux diffusés, et pratiquement isotropes, à largement sous-estimer les flux mesurés pour l'ensemble des points de mesure, d'un facteur égal à environ 2. Cette sous-estimation du flux correspond à une surestimation dans le rapport inverse de l'énergie moyenne déterminée par la méthode des deux compteurs. Nous avons pu effectuer les corrections nécessaires sur les résultats d'un travail plus ancien effectué sur le site de Saclay (36).

Lors des mesures effectuées sur le site du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, l'ensemble des détecteurs et des électroniques associées était placé dans une voiture reliée par radiotéléphonie au Tableau de Contrôle des Radiations de Saturne ; ainsi, il était possible de rapporter chaque mesure au nombre de protons accélérés mesuré par les électrodes d'induction servant de moniteur. Les mesures ont porté sur près de 200 points de 30 à 700 mètres du centre de la machine.

Au cours de nos mesures, nous avons remarqué que l'accélérateur se comporte comme une source isotrope de neutrons et nous n'avons pas relevé de différences dans les valeurs des flux de neutrons mesurés avec la direction choisie, dans les limites de précision de nos mesures (10 %).

Il a été observé lorsqu'une mesure était faite près d'un bâtiment que les flux de neutrons mesurés étaient, tout autour de celui-ci, légèrement plus faibles que dans une région découverte ; l'atténuation n'exédait jamais un facteur 2. Les valeurs données ne tiennent donc compte que des valeurs obtenues obtenues sans écran particulier au voisinage du point de mesure.

Nous avons tracé figure 13 une courbe continue passant entre les points de mesure, l'écart moyen entre cette courbe et les points expérimentaux est inférieur à 10 %. Tous les résultats donnés sur la figure 13 correspondent à un fonctionnement en cible interne, avec une cible mince d'oxyde de béryllium (10 g/cm^2) placée dans la 3ème section droite.

Une modification des conditions de fonctionnement de l'accélérateur conduit à des variations des valeurs absolues des flux de neutrons, comme si Saturne se comportait comme une source d'intensité variable, mais l'allure de la variation du flux avec la distance n'en est pas modifiée.

L'augmentation des flux de neutrons correspond à la perte du faisceau de protons dans la zone découverte de l'anneau. Les positions radiale et azimutale et l'épaisseur de la cible déterminent la perte finale du faisceau au cours de l'oscillation bétatron amorcée dans la cible. On a d'ailleurs pu montrer l'utilité d'une cible auxiliaire pour éviter la perte des protons dans la zone découverte de l'anneau (38).

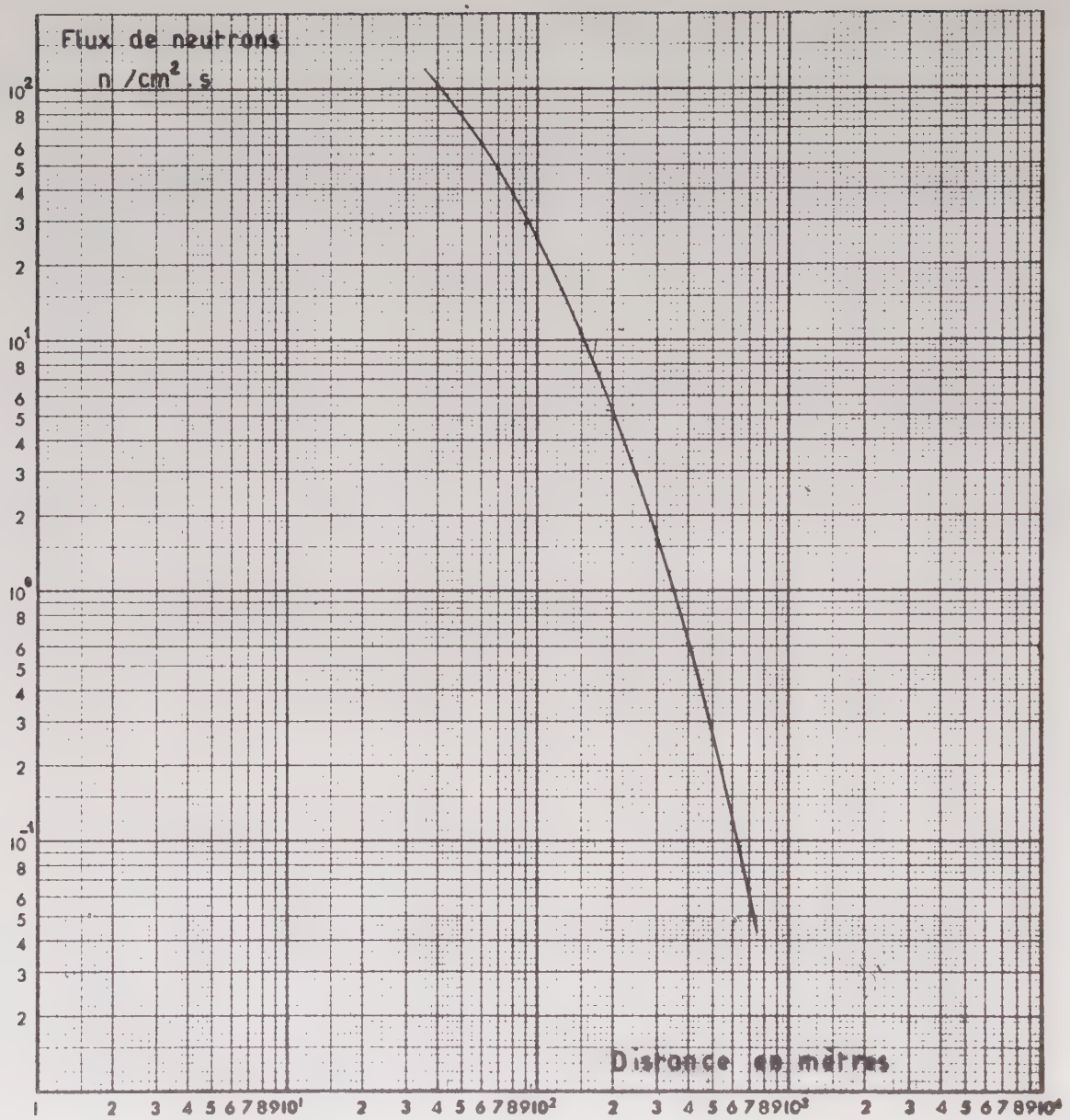

Figure 13 : Flux de neutrons rapides en fonction de la distance au centre de l'accélérateur pour 10^{11} protons par seconde. Cible de BeO – 10 g/cm²– en SD.3. Energie des protons : 2,6 à 3 GeV.

Pour la mesure des énergies moyennes, nous avons utilisé la méthode des deux compteurs (39), en associant le détecteur de flux à géométrie sphérique décrit plus haut à un appareil de mesure du flux d'énergie qui est un compteur à paroi de polyéthylène type DNR 10-A (40), fonctionnant en taux de comptage avec un seuil aussi bas que possible pour une discrimination des γ et des neutrons rapides. L'expérience montre que cette descrimination revient à ne pas compter les protons de recul d'énergie inférieure à 15 keV. Ce détecteur a une excellente isotropie et le rapport des mesures des deux compteurs doit fournir une indication proportionnelle à l'énergie moyenne.

La vérification expérimentale de la méthode a été effectuée pour différentes sources de basse énergie dans un précédent travail (41).

La sensibilité du compteur utilisé pour la mesure du flux d'énergie est égale à 20 MeV/cm^{-2} pour une impulsion.

La variation avec la distance à l'accélérateur des énergies moyennes mesurées avec le compteur à protons de recul et le BF_3 à modérateur sphérique, est donnée figure 14. Les mesures d'énergie moyenne n'ont pas porté sur un aussi grand nombre de points que les mesures de flux. Les barres d'erreur indiquées sur la figure correspondent aux erreurs sur les comptages, essentiellement sur la mesure du flux d'énergie qui était faite avec un détecteur beaucoup moins sensible que le détecteur de flux. On observe une augmentation de cette énergie moyenne de 450 keV à une cinquantaine de mètres de la machine à une valeur un peu supérieure à 1 MeV à 600 mètres.

5.2 - INTERPRETATION DES RESULTATS

5.2.1 - Augmentation de l'énergie moyenne avec la distance

La théorie de la diffusion des neutrons dans un milieu infini, à partir d'une source ponctuelle, a été faite par différents auteurs en supposant les neutrons monocinétiques, ce qui n'est évidemment pas le cas pour les neutrons correspondant au spectre que nous avons observé. Cependant, dans le cas de Saturne où le rayonnement mesuré correspond essentiellement aux neutrons diffusés par le toit, phénomène couramment désigné par effet de ciel, la composante qui est mesurée est la composante basse énergie, pratiquement les neutrons d'évaporation, pour lesquels la section efficace de diffusion est un ordre de grandeur au-dessus de la valeur correspondant aux propagateurs de cascade. Ainsi, la diffusion sur le site intéressera essentiellement les neutrons de basse énergie pour lesquels le libre parcours moyen dans l'air λ est, comme nous le verrons plus loin, égal à 100 m. La composante haute énergie qui a un libre parcours moyen d'interaction d'environ 700 mètres, sera diffusée à beaucoup plus grande distance et un nouvel équilibre sera alors atteint. La protection aurait présenté la même efficacité dans toutes les directions, l'équilibre atteint dans les murs de protection se serait sensiblement conservé.

L'augmentation de l'énergie moyenne que nous avons observée (figure 14) lorsque la distance à la machine augmente, a été également notée près du Bévatron de 6 GeV de l'Université de Californie (42).

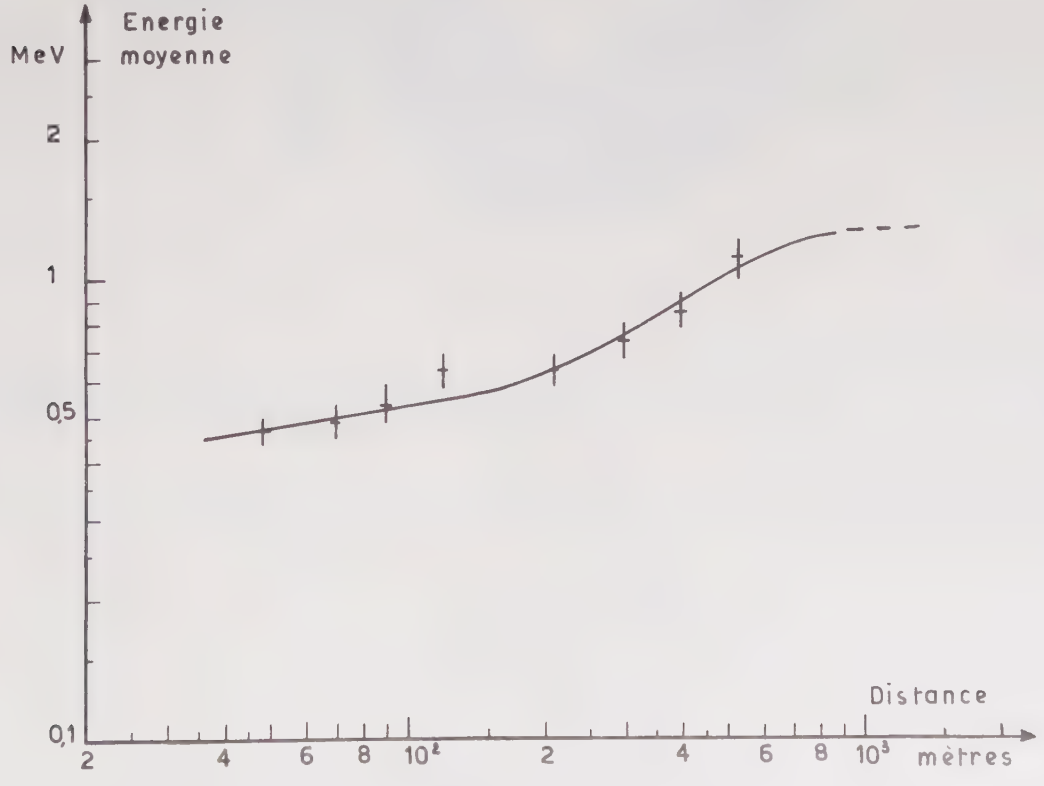

Figure 14 : Energie moyenne des neutrons rapides en fonction de la distance au centre de l'accélérateur. Cible interne d'uranium. (45 g/cm²) - en Q.3. Energie des protons : 3 GeV.

Le rayonnement près de la machine est très diffusé et lorsque la distance augmente, on tend à nouveau vers l'énergie moyenne correspondant au spectre à l'équilibre de la cascade. Il est intéressant de noter qu'en 1962, l'énergie moyenne(*) en salle de commande principale de Saturne atteignait 1,3 MeV au lieu de 400 keV dans l'ensemble des aires expérimentales. Ceci avait confirmé l'importance à cet endroit du rayonnement provenant directement de la zone des cibles ; la salle de commande principale comme on peut le voir figure 15, est en effet placée dans l'axe de la sortie du tunnel couvert, en aval des zones de cibles.

La simple mise en place d'un mur de béton ordinaire, de 1,20 m d'épaisseur (265 g/cm²), sur le trajet du rayonnement direct avait permis d'obtenir une atténuation d'un facteur 5.

Je pense qu'à 600 mètres, l'équilibre de la cascade n'est pas encore atteint à nouveau, et que l'énergie moyenne continuera à croître pour atteindre la valeur d'environ 1,3 MeV, notée en salle de commande principale de Saturne en 1962 et qui est aussi égale à l'énergie moyenne $\bar{E}$ déterminée par intégration graphique, à partir du tracé exact du spectre donné figure 1a. Une approximation analytique sur la forme du spectre pourrait conduire à des valeurs de $\bar{E}$ sensiblement différentes.

$$\bar{E} = \frac{\int_{10\ keV}^{10\ MeV} E.\Phi(E).dE}{\int_{10\ keV}^{10\ MeV} \Phi(E).dE}$$

Les bornes d'intégration correspondent aux énergies limites pour la sensibilité des détecteurs utilisés.

5.2.2 - Recherche des paramètres de l'équation de diffusion

a) Définition des paramètres

Les phénomènes de diffusion des neutrons dans un matériau sont essentiellement régis par la section efficace élastique Σ_s, la section efficace inélastique Σ_a et la masse atomique A du matériau diffuseur.

Un autre paramètre est également nécessaire dans un milieu multiplicateur : il s'agit du nombre de neutrons produits par interaction qui est alors supérieur à 1. Dans notre cas, nous conserverons ce paramètre introduit dans la théorie générale et qui est simplement ici égal au rapport de la section efficace élastique à la section efficace totale ; en effet, pour les neutrons de basse énergie, les collisions inélastiques sont essentiellement des captures :

$$c = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$$

avec

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a$$

A Σ_t correspond le libre parcours moyen $\lambda = 1/\Sigma_t$.

Dans l'air libre, c'est-à-dire en excluant les limites et en particulier la présence du sol, la valeur de c est très voisine de l'unité (c = 0,97) ; cependant, la présence du sol lorsque la source est posée sur celui-ci, modifie la valeur de c et nous rechercherons justement dans quelles proportions.

On peut montrer que dans la diffusion élastique sur un noyau de masse A, dans le centre de masse, la direction du neutron diffusé par rapport à la direction du neutron incident fait un angle Ψ tel que :

$$\overline{\cos \Psi} = \mu_o \frac{2}{3\ A}$$

Dans le cas de l'air en prenant $\bar{A} = 15$, on trouve donc :

$$\mu_o = 0,044$$

d'où

$$\bar{\Psi} = 87°27'$$

(*) Valeur corrigée par rapport à (41) à la suite de l'amélioration de l'isotropie du détecteur de flux.

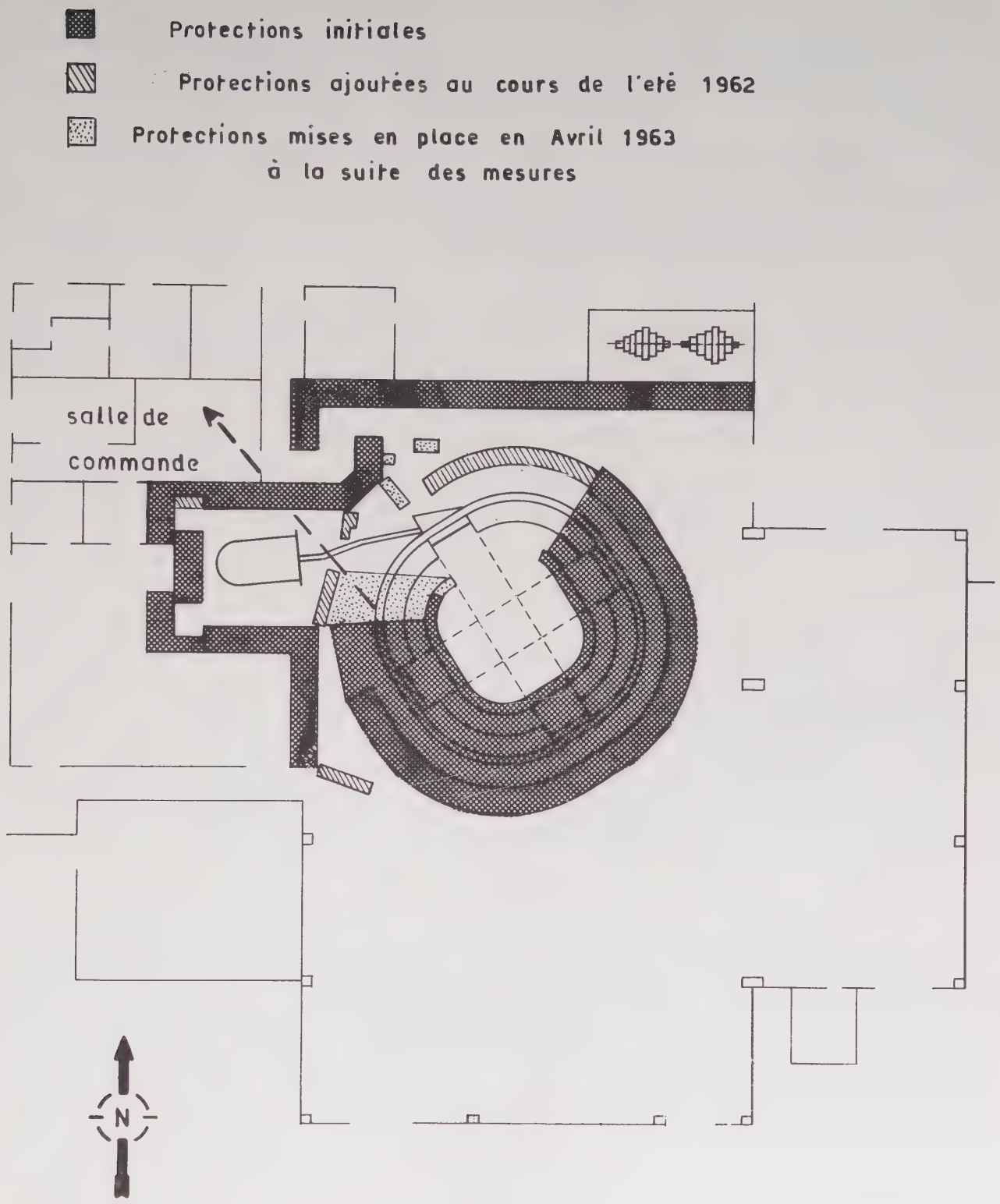

Figure 15 : Protections du synchrotron Saturne.

Comme $\overline{\Psi}$ a une valeur minimale zéro dans le cas d'un choc tangentiel et une valeur maximale de 180° dans le cas d'un choc de plein fouet, si toutes les directions du neutron diffusé étaient également probables, on aurait $\overline{\Psi} = 90°$ et $\mu_o = 0$. On voit qu'il en est presque ainsi ici. La diffusion du neutron sur les noyaux de l'air est dans le centre de masse pratiquement isotrope.

Un autre paramètre peut être défini à partir des notions précédentes : il s'agit de la section efficace de transport Σ_{tr} dont on peut montrer qu'elle est donnée en première approximation par la formule :

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s \ (1 - \mu_o)$$

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_t \ (1 - \mu_o)c$$

Nous voyons immédiatement que dans notre cas :

$$\lambda_{tr} \approx \lambda_s$$

Une valeur de Σ_{tr} différente de Σ_s est trouvée pour les noyaux légers. Elle correspond au fait que la diffusion ayant alors lieu vers l'avant, la distance moyenne parcourue par un neutron entre deux chocs $\lambda_{tr} = 1/\Sigma_{tr}$ est ainsi augmentée par rapport à $1/\Sigma_s$ et cela d'autant plus que les noyaux diffusants sont légers.

b) Flux et courant de neutrons

Dans un volume donné, le nombre d'évènements produits par les neutrons : nombre de fission dans un réacteur, de captures dans les modérateurs, de protons de recul créés dans l'organisme ou d'impulsions dans un détecteur, est proportionnel au nombre de neutrons qui entrent dans de volume indépendamment de la direction de leur vitesse d'entrée.

Par définition, on appelle flux de neutrons Φ la quantité :

$$\Phi = nv$$

où n est le nombre de neutrons par unité de volume

v la valeur absolue de leur vitesse.

Cette grandeur n'indique pas un écoulement des neutrons dans une direction privilégiée, mais plutôt le nombre de neutrons entrant ou sortant d'une petite sphère de grand cercle de surface unité.

Le nombre de neutrons diffusés par unité de volume est $\Phi\Sigma_s$, celui de neutrons absorbés $\Phi\Sigma_a$.

Si la densité de neutrons n'est pas la même partout, il y aura un écoulement de neutrons qui peut être, par analogie avec la diffusion gazeuse ou la transmission de la chaleur, représenté par la loi de Ficks qui s'écrit vectoriellement ici :

$$\vec{J} = - D \ \overrightarrow{\text{grad } n}$$

J est appelé le courant neutronique et sa projection sur un axe représente le nombre de neutrons traversant par seconde une surface unité normale à cet axe. Pour que l'analogie avec l'électricité soit conservée, il serait plus correct d'appeler J densité de courant neutronique plutôt que courant neutronique.

D est un coefficient constant caractéristique du milieu et appelé coefficient de diffusion.

On montre que ce coefficient est égal au tiers du libre parcours moyen de transport défini plus haut :

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3}$$

ou

$$D = \frac{1}{3 \ \Sigma_t \ (1 - \mu_o)c}$$

L'intégration de l'équation de diffusion conduit pour le flux Φ à la distance R d'une source ponctuelle d'intensité q placée dans un milieu infini, à une solution de la forme (43):

$$\Phi(R) = q\left[\frac{e^{-R/\lambda}}{4\pi R^2}\ \varepsilon(c, R) + K(c)\frac{e^{-\frac{R}{L}}}{4\pi DR}\right]$$

Nous appelerons Φ^* le second terme qui correspond au rayonnement diffusé :

$$\Phi^* = qK(c)\frac{e^{-R/L}}{4\pi DR}$$

Dans l'équation donnant $\Phi(R)$:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_a + \Sigma_s}$$

- L est appelé longueur de diffusion et est donné par la relation :

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{\lambda_{tr} \cdot \lambda_a}{3}$$

d'où

$$L = [3\Sigma_a \Sigma_s\ (1 - \mu_o)]^{-1/2} = \frac{1}{\Sigma_t}[3c\ (1 - c)\ (1 - \mu_o)]^{-1/2}$$

Nous voyons bien que tous les paramètres peuvent être exprimés en fonction du libre parcours moyen λ_t et de c.

Les rappels de théorie ci-dessus sont très simplifiés. Les valeurs précises de D et de L sont tabulées ainsi que K et la fonction $\varepsilon(c,R)$ pour différentes valeurs de c dans l'ouvrage "Introduction to the theory of neutron diffusion" (43). K et ε sont des nombres, et les autres résultats sont exprimés en libres parcours moyens λ.

A partir de l'ouvrage de PLACZECK (43) nous avons indiqué dans le tableau 6, pages 45 et 46, les valeurs calculées de $4\pi R^2\Phi$ et de $4\pi R^2\Phi^*$, en fonction de R exprimé en libres parcours moyens et pour différentes valeurs de c, comprises entre 0,7 et 0,95.

Dans notre cas, λ_{tr} est peu différent du libre parcours moyen $\lambda = 1/\Sigma_t$ et peut être obtenu à partir des sections efficaces totales des neutrons qui ont été étudiées en fonction de l'énergie. L'examen des courbes de ces sections efficaces pour l'azote et l'oxygène (44) montre que la valeur moyenne à adopter pour l'air est égale à 2 barns, ce qui nous conduit à un libre parcours moyen égal à 100 mètres. Cette valeur est sensiblement inférieure à celle égale à 135 mètres préconisée par S.L. LINDENBAUM qui a basé son calcul sur une section efficace moyenne, égale à 1,5 barn (45). L'interprétation globale de l'ensemble des expériences apparaît très difficile si on prend λ = 135 mètres. Il est intéressant de rechercher si l'équation de diffusion proposée pour un milieu infini, est encore applicable au voisinage du sol, si seul le paramètre variant est c et quelle est l'importance de cette variation.

Les résultats expérimentaux obtenus à Saturne où la protection latérale est très importante, comparée à la protection assurée par le toit de la machine, correspondent à une mesure du seul rayonnement diffusé que représente le second terme Φ^* de l'équation générale.

Nous avons représenté figure 16 en fonction de R, $4\pi R^2\Phi$ et $4\pi R^2\Phi^*$ pour c = 0,7 avec λ défini plus haut et trouvé égal à 100 mètres. Sur la même courbe est également représentée la variation de $4\pi R^2\Psi$, Ψ étant le flux expérimentalement mesuré autour de Saturne. La valeur c = 0,7 choisie après plusieurs essais est celle qui rend le mieux compte des résultats expérimentaux. L'accord est très satisfaisant comme on peut le voir sur la figure. L'examen des courbes calculées et expérimentales montre bien que la variation de Ψ correspond à Φ^*, le rayonnement observé autour de Saturne est bien du rayonnement diffusé par effet de ciel, la composante directe $\Phi - \Phi^*$ étant coupée par l'écran de protection latéral. L'écart observé au-delà de 500 mètres peut être expliqué par la présence des neutrons de haute énergie qui, accompagnés de leurs secondaires, sont sensibles à plus grande distance.

La valeur de L qui correspond à λ = 100 mètres et c = 0,7 est égale à 120 mètres.

Il faut cependant noter que l'équation générale doit rendre également compte pour être satisfaisante, des résultats expérimentaux qui seraient obtenus sans cette protection latérale importante, dans un cas de figure correspondant aux deux termes de l'équation générale. Nous avons pour celà comparé les résultats calculés avec λ = 100 m et c = 0,7 avec les résultats obtenus par G. BENEZECH qui a étudié les flux de neutrons jusqu'à 180 m de la source, en fonction de la distance à

une source de fission non modérée, de petite dimension, délivrant 10^{12} neutrons par seconde et placée à 1,80 m du sol (46). Parmi l'ensemble de résultats donnés dans ce travail, nous nous sommes intéressés à ceux correspondant aux neutrons rapides, mesurés à l'aide d'un scintillateur d'iodure de lithium, placé au centre d'une sphère modératrice en polyéthylène de 11 cm de diamètre. Cette comparaison montre que l'équation générale avec les paramètres λ = 100 m et c = 0,7, représente bien le phénomène.

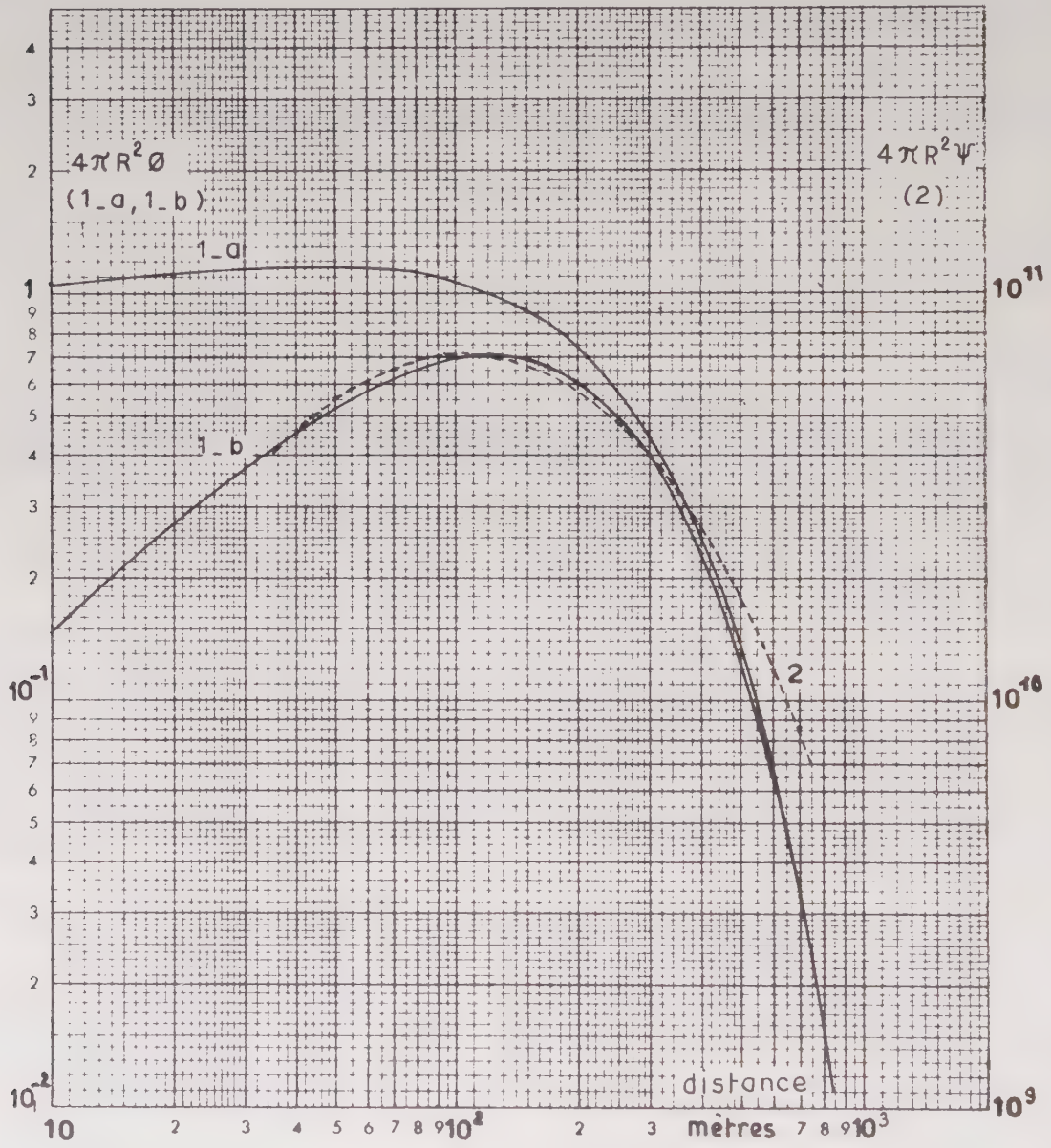

Figure 16 : Variation avec la distance à la source : 1/ a) du flux total ; b) du flux diffusé, calculés pour une source ponctuelle isotrope de 1 neutron.s^{-1}, avec λ = 100 m, c = 0,7, L = 121 m. 2/ du flux mesuré à à Saturne pour $2,2.10^{11}$ proton.s^{-1}.

Tableau 6

c	0,7		0,8	
$\frac{\lambda}{L}$	0,828635		0,710412	
$\frac{K}{D}.\lambda$	1,59003		2,05112	
$\frac{R}{\lambda}$	$4\pi R^2\Phi^*$	$4\pi R^2\Phi$	$4\pi R^2\Phi^*$	$4\pi R^2\Phi$
0,1	0,1464	1,0602	0,1910	1,0887
0,2	0,2694	1,1014	0,3559	1,1618
0,3	0,3721	1,1282	0,4972	1,2208
0,4	0,4566	1,1427	0,6175	1,2672
0,5	0,5253	1,1474	0,7189	1,3025
0,6	0,5803	1,1439	0,8036	1,3278
0,7	0,6231	1,1336	0,8732	1,3441
0,8	0,6555	1,1175	0,9295	1,3527
0,9	0,6788	1,0969	0,9740	1,3542
1	0,6943	1,0724	1,0080	1,3498
1,5	0,6882	0,9164	1,0600	1,2608
2	0,6063	0,7436	0,9908	1,1092
2,5	0,5008	0,5833	0,8682	1,9381
3	0,3971	0,4466	0,7304	0,7717
3,5	0,3062	0,3359	0,5973	0,6218
4	0,2312	0,2490	0,4785	0,4931
4,5	0,1719	0,1826	0,3774	0,3861
5	0,1262	0,1326	0,2940	0,2991
6	0,0661	0,0684	0,1734	0,1752
7	0,0337	0,0345	0,0994	0,1000
8	0,0168	0,0171	0,0558	0,0560
9	0,0083	0,0084	0,0309	0,0309
10	0,0040	0,0040	0,0169	0,0169

Tableau 6

(suite)

c	0,9		0,95	
$\frac{\lambda}{L}$	0,525430		0,379485	
$\frac{K}{D}.\lambda$	2,52237		2,76055	
$\frac{R}{\lambda}$	$4\pi R^2\Phi^*$	$4\pi R^2\Phi$	$4\pi R^2\Phi^*$	$4\pi R^2\Phi$
0,1	0,2393	1,1211	0,2658	1,1394
0,2	0,4542	1,2343	0,5117	1,2793
0,3	0,6464	1,3384	0,7390	1,4159
0,4	0,8177	1,4326	0,9487	1,5471
0,5	0,9698	1,5168	1,1417	1,6715
0,6	1,1042	1,5914	1,3190	1,7891
0,7	1,2223	1,6567	1,4816	1,8990
0,8	1,3254	1,7130	1,6302	2,0011
0,9	1,4147	1,7607	1,7657	2,0956
1	1,4915	1,8006	1,8888	2,1833
1,5	1,7203	1,8974	2,3435	2,5101
2	1,7637	1,8660	2,5847	2,6802
2,5	1,6952	1,7547	2,6725	2,7275
3	1,5644	1,5992	2,6527	2,6846
3,5	1,4035	1,4239	2,5599	2,5786
4	1,2334	1,2454	2,4200	2,4309
4,5	1,0671	1,0742	2,2520	2,2584
5	0,9116	0,9158	2,0693	2,0731
6	0,6468	0,6483	1,6994	1,7007
7	0,4462	0,4467	1,3565	1,3570
8	0,3016	0,3018	1,0608	1,0609
9	0,2006	0,2007	0,8165	0,8165
10	0,1318	0,1318	0,6208	0,6208

On imagine assez bien que la valeur à donner à c augmentera si la source de neutrons est placée à une distance notable au-dessus du sol, c'est-à-dire dans la mesure où on tendra vers le milieu infini. Pour cela, nous avons recherché quelles valeurs de c devraient être introduites dans l'équation générale pour que celle-ci représente bien la variation des flux de neutrons qui ont été mesurées par L.D. STEPHENS et H. ACETO (47). La source de neutrons est le "Health Physics Research Reactor" (H.P.R.R.) du Laboratoire National d'Oak Ridge.

Ce réacteur est un réacteur non modéré qui avait été monté au sommet d'une tour sur le "Nevada Test Site" ; les mesures ont été faites à différentes hauteurs au-dessus du sol. Sur les courbes correspondant aux hauteurs de 8 et 91 m, le nombre de points expérimentaux est trop réduit pour que nous ayons pu arriver à une conclusion. Le tableau 7 ci-après, résume les résultats des comparaisons lorsque le réacteur est placé à 150 m, 350 et 460 mètres de hauteur et la valeur de c trouvée à Saturne, en tenant compte également des résultats expérimentaux obtenus pour une source placée à 1,80 m du sol sans protection latérale.

Tableau 7

Hauteur	c
1,80 m	0,7
150 m	0,9
350 m	0,92
460 m	0,94

Les mesures ayant été faites au niveau du sol, dans une analyse plus fine, il faudrait tenir compte de l'albedo de la surface du sol qui est ici inclus dans c.

La valeur limite de c pour l'air, correspondrait, au point de vue expérimental, par exemple, à une explosion nucléaire à haute altitude.

La valeur de c est connue avec une très bonne précision, environ 5 %. A une très faible variation de c correspond en effet une variation importante du coefficient D et de la longueur L de diffusion.

5.3 - EFFICACITE GLOBALE DE LA PROTECTION EN PLACE AUTOUR DE SATURNE

La protection de Saturne, figure 15, se compose :

1/ d'un mur fixe de 2 mètres d'épaisseur et de densité 2,3

2/ d'un mur mobile de 3 mètres d'épaisseur et de densité moyenne 4,2 qui permet d'adapter la protection aux exigences des expérimentations

3/ un renforcement du mur fixe

4/ un toit couvrant une partie de l'anneau

Revenant à la figure 16, nous pouvons voir que pour une intensité de la machine égale à $2,2.10^{11}$ protons par seconde, Saturne se comporte vu de l'extérieur comme une source émettant 10^{11} neutrons par seconde.

Nous avons vu au chapitre précédent que Saturne se comporte commé une source émettant isotropiquement en moyenne $65 \times 0,6 \# 40$ neutrons rapides d'énergie supérieure à 10 keV par proton accéléré à 3 GeV. C'est donc dire que si nous revenons à la source fictive, Saturne est alors une source fictive de 10^{13} neutrons par seconde émis isotropiquement, que les protections mises en place réduisent à 10^{11} neutrons par seconde.

On voit ainsi immédiatement que l'efficacité globale de la protection correspond, dans ces conditions, et à partir de 300 mètres, à une atténuation d'un facteur 100. Cette efficacité globale de la protection est d'un ordre de grandeur inférieur à celle qui correspond au mur mobile principal de densité moyenne 4,2 et de 3 mètres d'épaisseur. On note sur la même courbe que, à 40 mètres de la machine, l'efficacité globale de la protection est égale à une atténuation d'un facteur 200.

Nous avions vu d'ailleurs, que l'efficacité globale de la protection était directement liée aux conditions de fonctionnement de la machine, plus précisément au fait que suivant la nature, l'épaisseur et la position des cibles utilisées, les pertes de protons avaient lieu dans une région couverte ou découverte de l'anneau. Les résultats donnés ici correspondent à un type de fonctionnement particulier noté comme défavorable.

5.4 - CONCLUSION POUR LA DIFFUSION DES NEUTRONS AUTOUR D'UNE MACHINE PRESENTANT UNE PROTECTION HOMOGENE

Dans le cas d'une protection homogène, il faudra donc considérer les deux termes de l'équation de diffusion. Cependant, quelques simplifications peuvent être apportées pour les distances à la source inférieures à 300 mètres. L'examen de la courbe correspondant au flux total sur la figure 16, montre que la variation du flux total est alors à 30 % près de la forme $\frac{1}{4\pi R^2}$.

Dans le cas de la diffusion par effet de ciel, il faut noter que, du fait de l'augmentation de l'énergie moyenne des neutrons diffusés avec la distance à la source, la dose variera moins rapidement que le flux de neutrons. Dans un travail effectué dans un but de radioprotection, les valeurs du flux et de l'énergie moyenne devront être considérées simultanément pour préciser la valeur de la dose correspondante.

CHAPITRE VI

APPLICATION AU CALCUL DE LA PROTECTION DU METRE COURANT DE TUNNEL D'UN SYNCHROTRON A PROTONS

L'étude expérimentale exposée dans les chapitres précédents a permis de mettre en évidence une source fictive et de préciser son intensité dans le cas d'un accélérateur de protons de 3 GeV. Le calcul détaillé d'une protection nécessite encore la connaissance des normes de base de radioprotection ; il faudra déduire de ces normes le flux maximal admissible des particules en cause ici, les propagateurs de cascade d'énergie supérieure à 200 MeV. Nous devrons préciser ensuite la répartition des pertes de protons dans la géométrie de la machine et savoir extrapoler les résultats obtenus à une énergie des protons primaires différente.

6.1 - NORMES DE BASE DE RADIOPROTECTION

Les normes de protections établies par la Commission Internationale de Protection Radiologique, et adoptée par la Communauté Européenne de l'Energie Atomique (48) sont applicables à l'ensemble des pays membres.

Elles distinguent quatre catégories de personnes :

1/ "les personnes professionnellement exposées qui, dans une zone contrôlée, effectuent habituellement un travail les exposant au danger résultant des radiations ionisantes".

La dose maximale admissible pour une personne professionnellement exposée est exprimée en rems, et est calculée en fonction de son âge et d'une dose moyenne annuelle de 5 rems après 18 ans. Les dispositifs de protection sont fondés sur une dose moyenne hebdomadaire de 0,1 rem, soit une intensité d'irradiation au plus égale à 2,5 mrem/h.

Le rem est la quantité de radiation telle que l'énergie cédée au milieu biologique par gramme de matière vivante par les particules ionisantes ait la même efficacité qu'un rad de radiation X d'énergie 250 kV. En fait, il est difficile de reproduire un spectre de rayonnement X de 250 kV, et la tendance actuelle est de prendre comme rayonnement de référence les photons émis par une source de Cobalt 60.

Pratiquement, pour obtenir l'équivalent de dose en rems, nous devons multiplier la dose en rad par un facteur de qualité qui est égal à 1 pour les rayonnements γ et à 10 pour les neutrons rapides de 1 MeV (22). Ce facteur de qualité est une fonction croissante du transfert linéaire d'énergie des particules ionisantes, et est égal à 1 pour les particules au minimum d'ionisation.

2/ " les travailleurs occasionnellement exposés qui, en raison de leurs activités, se trouvent occasionnellement dans la zone contrôlée, mais ne sont pas considérés comme personnes professionnellement exposées, et les personnes qui manipulent des appareils émettant des radiations ionisantes ou contenant des substances radioactives en quantités telles que les radiations qui sont émises n'entraînent pas un dépassement de la dose maximale de 1,5 rem/an, soit 0,75 mrem/h".

3/ "les personnes séjournant au voisinage d'une zone contrôlée et pouvant être soumises à une irradiation supérieure à celle fixée pour la population dans son ensemble.

Pour cette fraction limitée de la population, la dose annuelle devra rester inférieure à 0,5 rem/an, ce qui correspond à 0,06 mrem/h (168 heures par semaine)".

4/"la population dans son ensemble pour laquelle la dose maximale admissible correspondant au risque génétique, est égale à 5 rems pour 30 ans, soit 0,02 mrem/h. Cette dose ne tient pas compte des irradiations dues au fond naturel ni des irradiations à caractère médical qui ne doivent pas dépasser au total 5 rem/30 ans."

Bien qu'il soit intéressant d'obtenir la norme "travailleurs occasionnels" pour ne pas avoir à surveiller médicalement un personnel nombreux, nous utiliserons, pour nos calculs, la norme "travailleurs professionnels", et donnerons également les résultats pour une intensité d'irradiation égale à 0,75 mrem/h.

6.2 - FLUX MAXIMAL ADMISSIBLE DES PROPAGATEURS DE CASCADE

Nous avons pu établir au chapitre III, les correspondances entre les flux de propagateurs de cascade et la dose absorbée correspondante pour l'ensemble du spectre des neutrons.

L'examen du tableau 4 montre qu'un flux de 3,5 $n.cm^{-2}.s^{-1}$ d'énergie supérieure à 200 MeV correspond à 1 mrad/h.

Nous avons défini au paragraphe précédent la notion de facteur de qualité. Pour les calculs de l'équivalent de dose, en vue de la protection des travailleurs, la Commission Internationale de Protection Radiologique a, à la suite de travaux biologiques, précisé la relation qui fait correspondre le facteur de qualité au transfert linéaire d'énergie (dE/dx) des particules cédant leur énergie au tissu. Le tableau ci-dessous résume les valeurs recommandées (49).

Tableau 8

dE/dx dans l'eau (keV/μ)	FQ
3,5 ou moins	1
3,5 - 7	1 - 2
7 - 23	2 - 5
23 - 53	5 - 10
53 - 175	10 - 20

L'examen de ce tableau montre bien que pour les rayonnements X et γ, le facteur de qualité est en pratique proche de l'unité. Pour les protons de recul, en l'absence d'autres informations, la valeur adoptée est égale à 10, et pour les particules α, à 20.

Depuis les travaux de SHAL'NOV, KINNEY et ZERBY (50) ont repris les calculs de la dose absorbée pour les neutrons de haute énergie (60 à 400 MeV) en vue de déterminer l'équivalent de dose et ont confirmé les résultats de SHAL'NOV.

Complétant ces résultats en tenant compte de la relation entre FQ et dE/dx, un groupe de travail, sous la direction de J. NEUFELD (51), a déterminé de façon analytique par un calcul de Monte-Carlo l'équivalent de dose pour un flux unité.

Les résultats sont résumés sur la figure 17. On peut voir sur cette figure qu'au-dessus de 10 MeV le débit d'équivalent de dose (ED) peut être relié à l'énergie par la relation :

$$(ED) = \frac{E^{1/4}}{12}$$

avec (ED) en mrem/h pour 1 $neutron.cm^{-2}.s^{-1}$ d'énergie E sans secondaires associés

et E en MeV.

En dessous de 10 MeV la courbe de la figure 17 provient des recommandations de la Commission Internationale de Protection Radiologique (22).

Il est donc possible comme cela a été fait pour la dose absorbée au chapitre III de calculer l'équivalent de dose pour le flux de 1 $neutron.cm^{-2}$ d'énergie supérieure à 200 MeV. La valeur trouvée est égale à 8.10^{-7} rem par neutron par cm^2 ce qui correspond à un débit de fluence égal à 0,35 $neutron.cm^{-2}.s^{-1}$ pour 1 mrem/h.

En faisant le rapport de l'équivalent de dose ainsi obtenu à la dose absorbée (tableau 4) on obtient le facteur de qualité pondéré pour l'ensemble du spectre de neutrons, et on trouve :

$$\overline{FQ} = 10$$

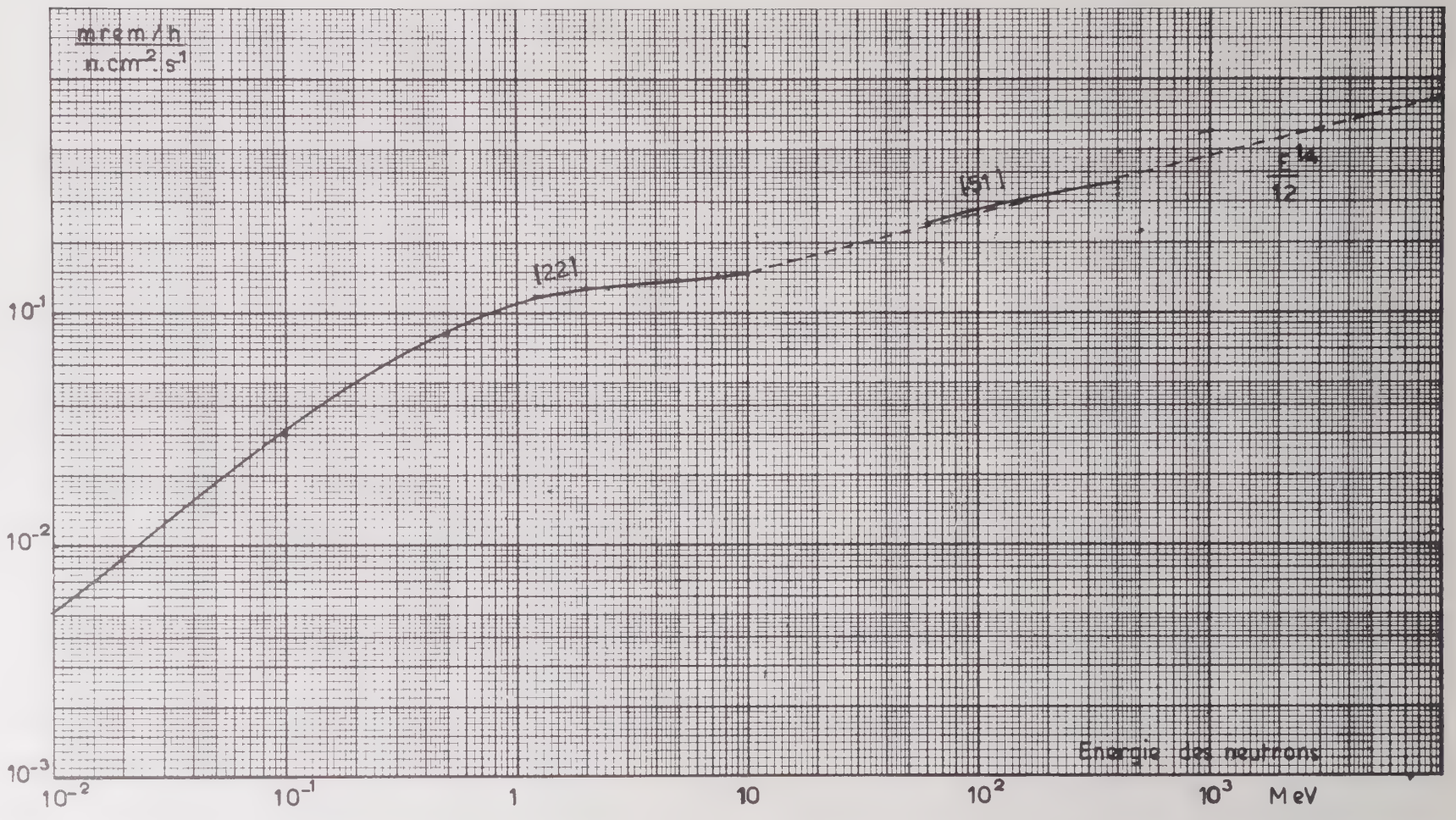

Figure 17 : Débit d'équivalent de dose par les neutrons en fonction de leur énergie pour 1 neutron.cm^{-2}.s^{-1}.

Cette valeur est celle habituellement utilisée en première approximation pour les protons de recul, ce qui correspond à notre cas, puisque la dose est due, pour les basses énergies aux protons de recul et pour les énergies plus élevées aux particules lourdes très ionisantes émises lors de la désintégration des noyaux légers.

Nous déduisons de ces résultats que la valeur du flux maximal admissible, pour les propagateurs de cascade d'énergie supérieure à 200 MeV et accompagnés de tous leurs descendants, est égale à 0,9 neutron.$cm^{-2}.s^{-1}$. C'est cette dernière valeur qui sera introduite dans les calculs en vue de présenter une méthode homogène avec les seuls propagateurs de cascade.

6.3 - REPARTITION DES PERTES DE PROTONS DANS UN SYNCHROTRON (52)

A partir des mesures faites auprès de l'A.G.S. (53) et du PS (54), on se rend compte qu'il serait luxueux de calculer la protection autour d'une machine dans l'hypothèse où le faisceau se perdrait en n'importe quel point. En effet, si l'on étudie les niveaux de radioactivité induite à 15 cm de la chambre à vide de la machine, en supposant que cette radioactivité soit proportionnelle à la perte des protons à l'endroit de la mesure, on note la présence de zones très chaudes, localisées dans le premier tiers de longueur d'onde bétatron, en aval des cibles internes. La région de la deuxième longueur d'onde bétatron présente aussi un maximum marqué bien que beaucoup moins important.

Nous adopterons les valeurs suivantes :

- Dans le cas d'une utilisation en cible interne (rendement de cible 20 à 40 %) nous considérerons que les pertes du faisceau sont :

80 % dans $\frac{1}{3}\ \lambda_\beta$ après la cible

10 % dans $\frac{4}{3}\ \lambda_\beta$ après la cible

10 % uniformément sur l'anneau, comprenant le 1 % de pertes durant l'accélération (55).

Pour prévoir l'usage de plusieurs cibles, toute la traversée du hall des cibles internes, sera calculée avec une protection correspondant à 80 % des pertes.

- Dans le cas d'une utilisation en cible externe, les aimants du dispositif d'éjection se comportent comme des cibles vis à vis des particules non acceptées.

Avec une éjection rapide de rendement 90 %, nous aurons 5 % de pertes sur l'aimant septum et 5 % sur l'aimant d'extraction, soit donc une zone longue de $\frac{2}{3}\ \lambda_\beta$ où se perd uniformément 10 % du faisceau.

6.4 - LIBRES PARCOURS MOYENS D'ATTENUATION

Nous avons déterminé au chapitre IV le libre parcours moyen dans le béton lourd au fer des propagateurs de cascade, et avons trouvé 235 g/cm^2. Sur la figure 12, nous avons représenté la variation de λ avec la masse atomique de l'élément. Pour le sable qui peut être assimilé à la silice, et pour le béton léger qui a un numéro atomique moyen proche de celui de l'aluminium, le libre parcours moyen sera pris égal à 170 $g.cm^{-2}$. (56).

6.5 - INTENSITE DE LA SOURCE FICTIVE - EXTRAPOLATION A DES ENERGIES PLUS ELEVEES

Nous partirons du facteur de multiplication apparent qui a été obtenu expérimentalement pour des protons de 3 GeV et qui a été trouvé égal à 22 pour les neutrons d'énergie supérieure à 1,6 MeV. La forme du spectre intégral (figure 7) permet d'en déduire que chaque proton de 3 GeV correspondra à 2,5 propagateurs de cascade.

L'extrapolation à des primaires d'énergie supérieure est faite en se rappelant que la multiplicité des particules de haute énergie, caractérisées par des traces grises dans l'émulsion nucléaire, varie avec l'énergie de la particule primaire comme $E^{0,7}$ lorsque E est inférieur à 30 GeV et comme $E^{1/4}$ au-delà de 30 GeV (57). Ceci permet de donner l'intensité B de la source fictive de propagateurs de cascade en fonction de l'énergie de l'accélérateur. On trouve :

$$B = 1,1\ E^{0,7} \text{ neutron/proton } (E < 30 \text{ GeV})$$
avec E en GeV

6.6 - METHODE DE CALCUL - INTEGRALE DE SIEVERT (58)

Nous considérons pour le calcul de la protection à mettre en place sur le mètre courant de tunnel, que l'aimant est une source linéïque émettant isotropiquement A neutrons par seconde et par centimètre, par souci d'homogénéité, nous nous intéressons toujours aux neutrons de plus de 200 MeV.

On obtient facilement A en faisant :

$$A = \frac{I}{10} \times \frac{2\,B}{3} \times \frac{1}{2\,\pi\rho}$$

Formule dans laquelle :

I est l'intensité de la machine en protons par seconde

$B = 1,1.E^{0,7}$ avec E en GeV

ρ est le rayon de la machine en centimètres.

Cette source est placée au centre d'un tunnel de rayon R et l'épaisseur de l'écran est L.

L'observateur placé à la surface de la protection, reçoit de l'élément ds, le flux $d\Phi$ donné par la relation :

$$d\Phi = \frac{A}{4\pi(R + L)}\, e^{-L/\lambda \cos\theta} d\theta$$

$$\Phi = \frac{A}{2\,\pi\,(R + L)} \int_0^{\pi/2} e^{-L/\lambda \cos\theta}\, d\theta$$

La fonction

$$S(X) = \int_0^{\pi/2} e^{-X/\cos\theta}\, d\theta$$

est appelée intégrale de SIEVERT. Nous ne l'avons pas trouvée tabulée et l'avons calculée à l'aide d'un programme simple de calcul. Le tableau 9 de la page suivante donne S(X), pour X compris entre 1 et 20 et variant par intervalle de 0,5. La variation de S(X) comparée à e^{-X} est représentée figure 18. L'examen de cette courbe montre que tout se passe comme si l'atténuation était exponentielle avec un libre parcours moyen légèrement inférieur à λ.

Dans le cas d'une protection hétérogène, composée d'épaisseurs L_k de matériaux différents auxquels correspondent des libres parcours moyens λ_k, la relation donnant le flux Φ devient :

$$\Phi = \frac{A}{2\pi\left(R + \sum_k L_k\right)} \cdot S\left(\sum_k \frac{L_k}{\lambda_k}\right)$$

Pratiquement dans le cas du tunnel d'une machine enterrée, nous aurons à rajouter de la terre sur une voûte qui aura par exemple une épaisseur de 50 cm de béton ordinaire, soit environ un libre parcours moyen d'atténuation.

Le flux Φ à la surface du sol s'obtient alors par la formule :

$$\Phi(L) = \frac{A}{2\,\pi(R + 50 + L)} \cdot S\left(1 + \frac{L}{\lambda}\right)$$

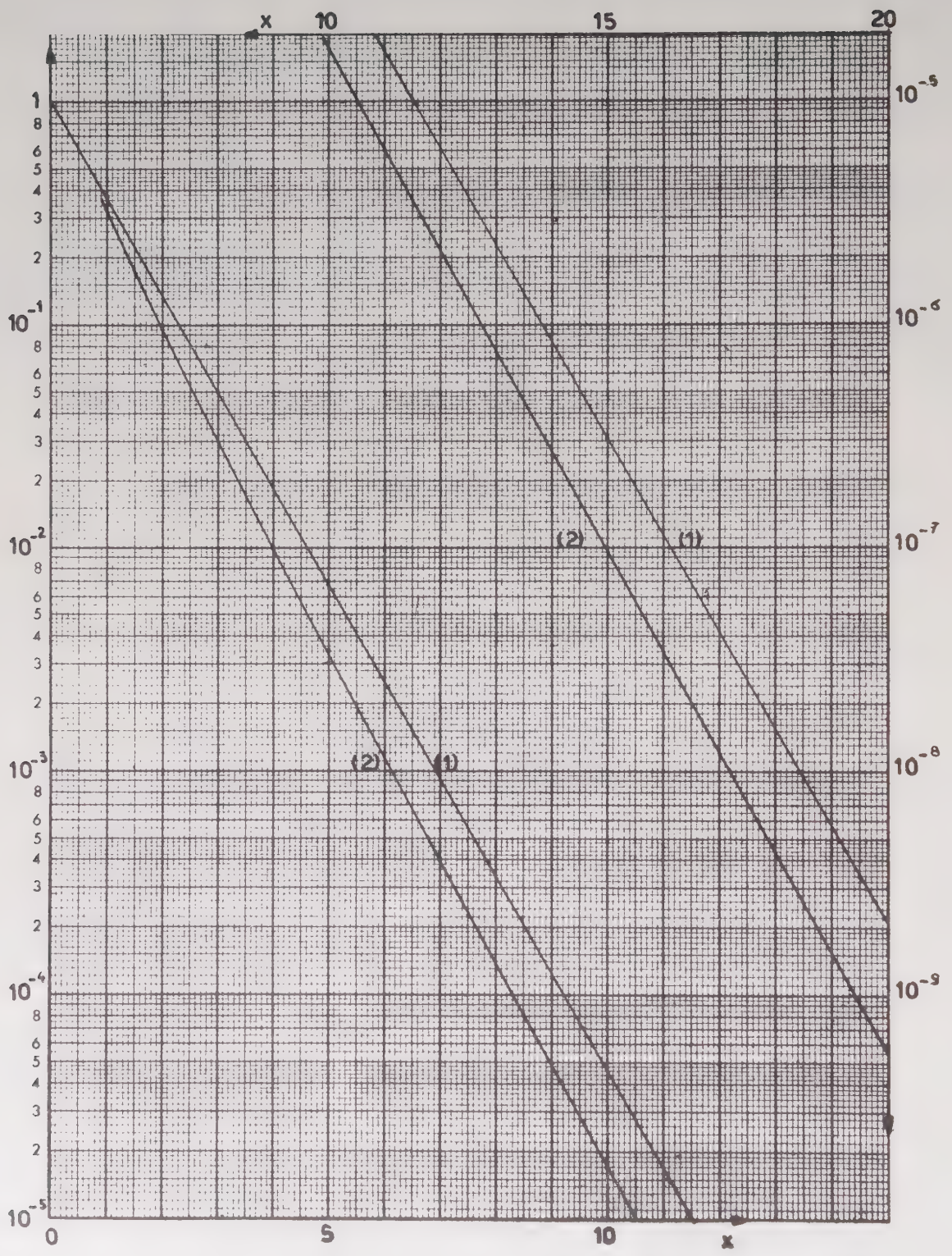

Figure 18 : Fonctions 1/ e^{-x}, 2/ $S_{(x)} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{x}{\cos\theta}} . d\theta$

Tableau 9

x (valeurs machine)	e^{-x}	$S_{(x)} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{x}{\cos\theta}} d\theta$
1	0.09999999E 01	0.36787944E-00	0.32828659E-00
1,5	0.15000000E 01	0.22313016E-00	0.17621384E-00
2	0.20000000E 01	0.13533528E-00	0.97120595E-01
2,5	0.24999999E 01	0.82084998E-01	0.54422474E-01
3	0.30000000E 01	0.49787068E-01	0.30848235E-01
3,5	0.34999999E 01	0.30197383E-01	0.17634407E-01
4	0.40000000E 01	0.18315639E-01	0.10146756E-01
4,5	0.45000000E 01	0.11108996E-01	0.58688292E-02
5	0.49999999E 01	0.67379469E-02	0.34089359E-02
5,5	0.55000000E 01	0.40867714E-02	0.19871051E-02
6	0.59999999E 01	0.24787521E-02	0.11617734E-02
6,5	0.64999999E 01	0.15034392E-02	0.68098244E-03
7	0.70000000E 01	0.91188197E-03	0.40005220E-03
7,5	0.74999999E 01	0.55308437E-03	0.23547455E-03
8	0.80000000E 01	0.33546262E-03	0.13884149E-03
8,5	0.84999999E 01	0.20346837E-03	0.81989916E-04
9	0.89999999E 01	0.12340980E-03	0.48483974E-04
9,5	0.95000000E 01	0.74851830E-04	0.28706068E-04
10	0.09999999E 02	0.45399930E-04	0.17015178E-04
10,5	0.10500000E 02	0.27536449E-04	0.10095849E-04
11	0.11000000E 02	0.16701701E-04	0.59959060E-05
11,5	0.11499999E 02	0.10130093E-04	0.35640109E-05
12	0.12000000E 02	0.61442123E-05	0.21202482E-05
12,5	0.12500000E 02	0.37266532E-05	0.12621482E-05
13	0.13000000E 02	0.22603294E-05	0.75187974E-06
13,5	0.13500000E 02	0.13709591E-05	0.44818734E-06
14	0.13999999E 02	0.83152872E-06	0.26731629E-06
14,5	0.14500000E 02	0.50434765E-06	0.15952515E-06
15	0.15000000E 02	0.30590232E-06	0.95247969E-07
15,5	0.15499999E 02	0.18553913E-06	0.56897263E-07
16	0.16000000E 02	0.11253517E-06	0.34003501E-07
16,5	0.16500000E 02	0.68256032E-07	0.20330174E-07
17	0.16999999E 02	0.41399377E-07	0.12159994E-07
17,5	0.17500000E 02	0.25109991E-07	0.72759698E-08
18	0.18000000E 02	0.15229979E-07	0.43551663E-08
18,5	0.18499999E 02	0.92374497E-08	0.26077560E-08
19	0.19000000E 02	0.56027964E-08	0.15619601E-08
19,5	0.19499999E 02	0.33982678E-08	0.93585134E-09
20	0.20000000E 02	0.20611536E-08	0.56088161E-09

6.7 - APPLICATION A UN SYNCHROTRON A PROTONS DE 15 GeV

L'application de la méthode exposée plus haut, peut être faite pour un accélérateur de 15 GeV qui pourraît constituer un outil pour l'étude de la physique des mésons K.

Si l'induction a une valeur de 1,2 Tesla, ce qui nous conduit à un rayon magnétique de 43 m, et si le coefficient d'allongement dû à l'ensemble des sections droites est égal à 0,6, le rayon physique de cette machine sera égal à 70 mètres.

Pour une intensité égale à 10^{13} protons par seconde, l'intensité de la source fictive de propagateurs de cascade émis isotropiquement est alors égale à $1,14.10^{8}$ neutron.cm^{-1}.s^{-1}.

Si nous supposons que la hauteur de la voûte par rapport au plan médian de la machine est égale à 3 mètres, et en tenant compte d'une épaisseur de béton technique égale à 50 cm, nous trouvons une épaisseur de terre de densité 1,7 égale à :

L = 8,60 m pour 2°,5 mrem/h ou 0,9 neutron.cm^{-2}.s^{-1} d'énergie supérieure à 200 MeV

L = 10 m pour 0,75 mrem/h.

Pour une machine de 60 GeV de rayon physique 277 m, avec la même hauteur de voûte, la même épaisseur de béton technique et en supposant une intensité égale à 10^{13} proton/seconde, on trouve des épaisseurs nécessaires pour le mètre courant égales à :

8 m pour 2,5 mrem/h

9,2 m pour 0,75 mrem/h

On voit ici qu'à intensité égale l'épaisseur à mettre en place décroît légèrement quand l'énergie de la machine croît ; ceci vient du fait que le rayon, sensiblement proportionnel à l'énergie, croît plus vite que la multiplicité.

Le mode de calcul pour une zone expérimentale cibles internes, serait tout à fait semblable. Pour le bloc d'arrêt d'un faisceau extrait, on devrait tenir compte des deux composantes, isotrope et vers l'avant.

CHAPITRE VII

CONCLUSIONS

L'étude expérimentale réalisée en envoyant le faisceau de protons de 3 GeV de Saturne sur un bloc de béton lourd a permis de préciser, au moyen de détecteurs à seuil, par une mesure du spectre intégral, la similitude du spectre des neutrons secondaires à l'équilibre de la cascade avec le spectre des neutrons rencontrés dans l'atmosphère du fait du rayonnement cosmique.

La connaissance du spectre de neutrons à l'équilibre de la cascade sortant d'une protection homogène a permis le calcul de la dose absorbée correspondant, pour un flux unité, en particulier des propagateurs de cascade d'énergie supérieure à 200 MeV. La valeur trouvée est égale à 8.10^{-8} rad/neutron.cm^{-2} d'énergie supérieure à 200 MeV. Cette valeur calculée a pu être confirmée par des mesures directes de la dose absorbée au moyen de petites chambres d'ionisation à paroi équivalente au tissu.

L'étude du libre parcours moyen d'atténuation de l'ensemble de la cascade, commandée par les propagateurs a pu être faite et a conduit pour le béton lourd au fer utilisé dans l'expérience, à une valeur de 235 ± 10 g/cm^2. La variation du libre parcours moyen d'atténuation avec le numéro atomique moyen de l'absorbeur a pu être précisée, montrant un bon accord des résultats de l'expérience avec des résultats antérieurs si l'on tient compte de la proportionnalité entre la section efficace géométrique de l'élément considéré.

La notion de source fictive d'intensité fonction de l'énergie des protons a été introduite et permet de rendre mieux compte du phénomène de propagation. Cette notion n'a sans doute qu'une valeur phénoménologique, mais elle permet de simplifier considérablement les problèmes de calcul d'une protection en considérant deux sources, l'une isotrope, l'autre piquée vers l'avant et d'intensité sensiblement égale à celle de la source isotrope.

La diffusion des neutrons dans l'air a été étudiée à partir de résultats obtenus sur le site du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay autour de Saturne, et en comparant les résultats avec ceux obtenus dans le cas de sources placées sans protection à différentes hauteurs au-dessus du sol. La théorie générale de la diffusion rend bien compte de tous ces phénomènes en prenant une section efficace totale pour les noyaux de l'air égale à 2 barns. De façon phénoménologique, on montre que la position de la source au-dessus du sol fait varier le rapport apparent de la section efficace d'absorption à la section efficace totale, ceci est dû au fait que la surface du sol se comporte alors comme un matériau absorbant.

A partir de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus et particularisant les normes fondamentales de radioprotection, pour le cas d'un accélérateur de haute énergie, il a été possible de présenter une méthode de calcul de la protection du mètre courant de tunnel pour un synchrotron à protons, en se servant de l'intégrale de SIEVERT qui a été tabulée dans ce but. Une application pratique a été faite aux cas de machines de 15 et 60 GeV.

Ce calcul a permis de montrer qu'à intensité égale de la machine, la protection à mettre en place sur le tunnel contenant l'aimant décroît légèrement quand l'énergie de la machine croît ; ceci tenant au fait que le rayon de la machine sensiblement proportionnel à l'énergie, croît alors plus rapidement que l'intensité de la source fictive, proportionnelle à la multiplicité des particules secondaires au cours d'une interaction.

A titre de remarque, on peut noter que dans le cas d'une machine à électrons, sont produits à la fois des neutrons de basse énergie, de résonance géante et des neutrons de haute énergie dont la production est assez bien représentée par le modèle de photodésintégration du deutéron proposé par LEVINGER (59) puis précisé par d'autres travaux (60) (61). Ces neutrons de haute énergie seront des propagateurs de la cascade nucléaire qui fait suite à la cascade électromagnétique et leur flux maximal admissible est également calculé dans ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

(1) W.N. HESS, H.W. PATTERSON, R. WALLACE, E.L. CHUPP - Phys. Rev. 116, 445 (1959).

(2) B.J. MOYER - Methods of calculation of the Shielding Enclosure for the Berkeley Bevatron - Congrès International - Protection Grands Accélérateurs - Orsay et Saclay (Janvier 1962) - Presses Universitaires de France (1962).

(3) G. COCCONI, V. COCCONI-TANGIORNI - Phys. Rev. 82, 335 (1951).

(4) B. ROSSI - High energy particles. Prentice hall, Inc. (1956).

(5) U. CAMERINI, W.O. LOCK and D.H. PERKINS - Progress in cosmic ray physics. Vol. 1. North Holland Publishing Company (1952). The analysis of energetic nuclear encounters occuring in photographic emulsions.

(6) G. PUPPI and N. DALLAPORTA - Progress in cosmic ray physics. Vol. 1 (1952). The équilibrium of the cosmic ray beam in the atmosphere.

(7) F. DUBOIS - Rapport C.E.A. n° 1 310 (1960).

(8) E. BRUNINX - High energy nuclear cross-sections. Rapports CERN n° 61.1, 62.9 et 64.17.

(9) H. LISKIEN and A. PAULSEN - EUR. 119-e.

(10) W.J. KNOX - Phys. Rev. 75, 537 (1949).

(11) J.E. BROLLEY, J.L. FOWLER, L.K. SCHLACKS - Phys. Rev. 88,618 (1952).

(12) O.D. BRILL, N.A. VLASOV, S.P. KALININ and L.S. SOKOLOV - Doklady Akad. Nauk SSR, 136, 55 (1961).

(13) S.D. WARSHAW, R.A. SWANSON and A.H. ROSENFELD - Phys. Rev. 95, 649 (1954).

(14) A.B. CLEGG, K.J. FOLEY, G.L. SALMON, R.E. SEGEL - Proc. Phys. Soc (London) 78, 681 (1961).

(15) E.M. Mc MILLAN and H.F. YORK - Phys. Rev. 73, 262 (1948).

(16) R.L. AAMODT, V. PETERSEN, R. PHILLIPS - Phys. Rev. 88, 739 (1952).

(17) J. LAMBERIEUX - Rapport C.E.A. n° 2 251 (1963).

(18) P. DELATTRE - Rapport C.E.A. n° 1 979 (1961).

(19) H.V. NEHER - Progress in cosmic ray physics. Vol. 1 (1952). Recent data on geomagnetic effects.

(20) N.B.S. Handbook 78 (1961).

(21) H. de KERVILER, L. PAGES, Ph. TARDY-JOUBERT - Rapport C.E.A.-R 2 833 (1965).

(22) N.B.S. Handbook 63 (1957).

(23) W.A. GIBSON - O.R.N.L. 3 260 (1962).

(24) R. Mc KEAGNE - Proceedings of physical Society 236, 104 (1956).

(25) P. CUER, J. COMBE et A. SAMMAN - Comptes-rendus 240,75 (1955).

(26) C.F. LEES et Coll. - Phil. Mag. Vol. 44,311 (1963).

(27) N.A. PERFILOV and Yu. I. SEREBRENNIKOV - J. Exptl. Theoret. Phys. (U.R.S.S.) 40, 400 (1961).

(28) M.I. SHAL'NOV - Soviet J. At. Energy 5, 735 (1958).

(29) G. BETCHEN, H. JOFFRE - Brevet français n° 1 360 381 (1963).

(30) G. BETCHEN, H. JOFFRE, J. CHAMEROY, J. LAXAGNE - Certificat d'addition au brevet 1 360 381 n° PV 977 848 (1964).

(31) A. CITRON, L. HOFFMANN, C. PASSOW - Nuclear Instruments and Methods 14, 97-100 (1961).

(32) Shielding studies in steel with 10 and 20 GeV/c protons. Nuclear Instruments and methods 32, 45-69 (1965).

(33) J.C. BARTON, F.P. GEORGE, A.C. GASON - Proc. Phys. Soc. A 64, 175 (1951).

(34) G. BERNARDINI, G. CORTINI, A. BANFREDINI - Phys. Rev. 76, 1 792 (1949).

(35) F.P. GEORGE, A.C. GASON - Proc. Phys. Soc. A 62, 243 (1945).

(36) Ph. TARDY-JOUBERT, H. de KERVILER - Rapport C.E.A. n° 2 303 (1963).

(37) Ph. TARDY-JOUBERT - Methods and experience acquired in dosimetry at the Saturne Synchrotron. Symposium on Accelerator Dosimetry and Experience. Brookhaven Nov. 3-5. 1965.

(38) Ph. TARDY-JOUBERT - Influence de la position des cibles sur le rayonnement de l'accélérateur Saturne, utilisé d'une cible auxiliaire. Colloque International, protection grands accélérateurs Orsay - Saclay - Janvier 1962. Presses universitaires de France (1962).

(39) R. WALLACE et Coll. - 2ème conférence de Genève. P 1 882 (1958).

(40) Ph. TARDY-JOUBERT - Brevet français n° 948 692 (1963).

(41) Ph. TARDY-JOUBERT - Rapport C.E.A. n° 2 250 (1963). Thèse de Doctorat 3ème Cycle. Univ. de Paris.

(42) A.R. SMITH - Congrès international protection grands accélérateurs Orsay et Saclay. Janvier 1962. Presses universitaires de France (1962).

(43) K.M. CASE, F. de HOFFMANN, G. PLACZECK - Introduction to the theory of neutron diffusion. Vol. 1. L.A.S.L. (1953).

(44) B.N.L. 325.

(45) S.J. LINDENBAÜM - Shielding of high energy accelerators. Ann. Rev. of Nucl. Sc. - Vol. 11, 213 (1961).

(46) G. BENEZECH - Rapport interne non diffusé (1964).

(47) L.D. STEPHENS and H. ACETO Jr. - U.C.R.L. 10 361 (1962).

(48) J.O. des Communautés Européennes. 2ème année - Vol. 11 - 20 Février 1959.

(49) Permissible dose from external sources of ionizing radiation. NBS Handbook 59 (1954).

(50) W.E. KINNEY and C.D. ZERBY - Calculated tissue current to dose conversion factors for Nucleons of Energy Below 400 MeV. 2nd Symposium on Protection against Radiations in Space Gatlinburg - October 1964. NASA SP 71 (1965).

(51) J.E. TURNER - Theorical methods in the dosimetry of high energy particles. Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience. Brookhaven - 3-5 Novembre 1965.

(52) B. de SEREVILLE Ph. TARDY-JOUBERT - Point des Etudes de Protection pour Jupiter. Rapport interne non diffusé (1964)

(53) C. DISTENFELD - Communication privée.

(54) J. BAARLI - Induced radioactivity in the CERN accelerator. Congrès international protection grands accélérateurs Orsay - Saclay - Janvier 1962. P. 123. Presses universitaires de France (1962).

(55) J.B. CUMMING - Studies of radioactivity at high energies. B.N.L. 7 534 page 392.

(56) R. WALLACE, C. SONDHAUS T.I.D. 7 652 - Vol. 2 p. 829 (1963).

(57) H. MEYER, M.W. TENCHER, E. LOHRMANN - Nuovo Cimento. Vol. 28, 1 399 (1963).

(58) B. de SEREVILLE, Ph. TARDY-JOUBERT - Calcul d'une protection en tenant compte de l'incidence des neutrons sur les écrans. Table de fonctions habituellement utilisées en radioprotection. Rapport interne non diffusé (1964).

(59) J.S. LEVINGER - Phys. Rev. 84-43 (1951).

(60) P.C. STEIN and all - Phys. Rev. 119-348 (1960).

(61) H. MYERS and all - Phys. Rev. 121-630 (1961).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 10 Février 1966.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Vu
et Permis d'imprimer:
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE.

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 149
1966